

平成 23 年度 博士学位論文  
キャピラリー放電生成プラズマを用いた  
極端紫外光源に関する研究

宇都宮大学大学院 工学研究科  
博士後期課程 システム創成工学専攻  
097118Z 寺内宏満

# 目次

<b>第 1 章 序論</b>	<b>9</b>
1.1 極端紫外領域	9
1.2 キャピラリー放電生成プラズマによる極端紫外光源	10
1.3 キャピラリー放電生成プラズマを用いたレーザーガイディング	12
1.4 本論文の目的と意義	13
<b>第 2 章 カリウムを媒質としたキャピラリー放電生成プラズマからの極端紫外光発生</b>	<b>15</b>
2.1 背景	15
2.1.1 アルカリ金属を用いた極端紫外光源	16
2.2 放電生成プラズマからの極端紫外光発生	16
2.2.1 キャピラリー放電生成プラズマ	16
2.2.2 極端紫外光の発生原理	17
2.2.2.1 黒体放射	18
2.3 極端紫外光の数値計算	20
2.3.1 衝突 - 放射モデル	20
2.3.2 放射流体シミュレーション	21
2.3.3 線対法を用いたプラズマの電子温度計測	22
2.4 放電生成プラズマからの極端紫外光の放射特性	25
2.4.1 極端紫外スペクトルの観測	25
2.4.2 放電生成プラズマのプラズマパラメータの検討	28
2.4.3 放電形態の検討	29
2.4.4 放射流体シミュレーションと実験結果の比較検討	31
2.5 まとめ	33
<b>第 3 章 レーザー生成プラズマからの極端紫外光発生</b>	<b>35</b>
3.1 背景	35
3.2 レーザー生成プラズマ	35
3.2.1 プラズマによるレーザーの吸収機構	36
3.2.2 プラズマの光学的不透明度	37
3.3 実験装置	39
3.3.1 レーザー生成カリウムプラズマからの極端紫外光の観測	39

3.3.2	ダブルパルスレーザーによる極端紫外光の観測 . . . . .	39
3.4	レーザー生成プラズマからの極端紫外光のスペクトル挙動 . . . . .	41
3.4.1	レーザー生成カリウムプラズマからの極端紫外光の観測および放 電生成カリウムプラズマとの比較検討 . . . . .	41
3.4.2	波長 40 nm 近傍におけるレーザー生成カリウムプラズマの分光 . . . . .	41
3.4.3	電子温度のレーザー強度依存性 . . . . .	43
3.4.4	極端紫外光の発光時間 . . . . .	46
3.4.5	実効的なプラズマの厚みの検討 . . . . .	49
3.5	カリウムの自己吸収効果 . . . . .	52
3.5.1	基本波と 2 倍波を用いた極端紫外光の観測 . . . . .	52
3.5.2	ダブルパルスレーザー照射による極端紫外光変換効率の時間遅延 依存性 . . . . .	55
3.6	まとめ . . . . .	59
<b>第 4 章</b>	<b>キャピラリー放電生成プラズマを用いたレーザーガイディング</b>	<b>60</b>
4.1	背景 . . . . .	60
4.2	レーザーガイディングの手法 . . . . .	62
4.2.1	ガウスビーム . . . . .	62
4.2.2	高強度レーザーガイディングの手法 . . . . .	66
4.2.3	キャピラリー放電生成プラズマによるレーザーガイディングの原理	68
4.3	プラズマ計測技術 . . . . .	70
4.3.1	レーザー干渉計を用いた電子密度計測 . . . . .	70
4.3.2	電磁流体シミュレーションによるキャピラリー内のプラズマパラ メータ解析 . . . . .	73
4.4	キャピラリー放電生成プラズマのプラズマ診断実験 . . . . .	74
4.4.1	実験装置 . . . . .	74
4.4.2	電子密度の計測結果 . . . . .	74
4.4.3	電子温度の計測結果 . . . . .	77
4.5	電磁流体シミュレーションによるプラズマ診断 . . . . .	77
4.5.1	プラズマ診断の計算条件 . . . . .	77
4.5.2	電磁流体シミュレーション . . . . .	79
4.5.3	実験結果とシミュレーション結果との比較 . . . . .	80
4.6	キャピラリー放電生成プラズマによるレーザーガイディング実験 . . . . .	83
4.7	まとめ . . . . .	84
<b>第 5 章</b>	<b>結論</b>	<b>86</b>

# 図目次

1.1	電磁波スペクトル . . . . .	10
2.1	沿面放電の概念図 . . . . .	16
2.2	放射遷移過程 . . . . .	17
2.3	$f(x) = x^3/(e^x - 1)$ のグラフ . . . . .	19
2.4	最大スペクトル強度となる波長の電子温度依存性 . . . . .	20
2.5	水素プラズマの発光スペクトル . . . . .	25
2.6	実験装置図 . . . . .	26
2.7	(a) 放電電圧および (b) 電流波形 . . . . .	27
2.8	極端紫外スペクトル . . . . .	28
2.9	極端紫外光放射のキャピラリー直径依存性 . . . . .	28
2.10	電子温度の電流値依存性 . . . . .	29
2.11	電子温度のピーク波長依存性 . . . . .	30
2.12	放射エネルギーの角度依存性 (a), キャピラリーの断面図 (b) . . . . .	30
2.13	電流電圧特性 . . . . .	31
2.14	放射流体シミュレーションにより計算されたカリウムの極端紫外スペクトル (a) 6 eV, (b) 8 eV, (c) 10 eV, (d) 12 eV, (e) 14 eV, . . . . .	32
2.15	変換効率の電流値依存性 プロット点: 観測結果, 実線: 放射流体シミュレーション結果 . . . . .	33
2.16	Cowan code によるカリウムの振動子強度 (a), 定常状態における電子温度に対するイオン価数分布 (b) . . . . .	33
3.1	(a) 非衝突プラズマと (b) 衝突プラズマへのレーザー入射 . . . . .	36
3.2	密度勾配をもつプラズマ中でのレーザーの伝搬と吸収 . . . . .	37
3.3	オパシティの概念図 . . . . .	38
3.4	放射強度のプラズマの光学的不透明度依存性 . . . . .	38
3.5	レーザー生成カリウムプラズマ極端紫外光源実験装置 . . . . .	40
3.6	ダブルパルスレーザー照射時の実験装置 . . . . .	40
3.7	プリパルスのみを照射した際の極端紫外スペクトル . . . . .	41
3.8	(a) 放電生成カリウムプラズマの極端紫外スペクトル, (b) レーザー生成カリウムプラズマの極端紫外スペクトル . . . . .	42

3.9	波長 40 nm 近傍のレーザー生成カリウムプラズマの極端紫外スペクトル	42
3.10	高分解能分光器を用いて観測されたレーザー生成カリウムプラズマの極端紫外スペクトル	43
3.11	レーザー生成酸素プラズマの極端紫外スペクトル	44
3.12	PrismSPECT を用いて計算された各電子温度における酸素プラズマの発光スペクトル (a) 8 eV, (b) 10 eV, (c) 12 eV, (d) 14 eV	45
3.13	電子温度のレーザー強度依存性	46
3.14	観測された各電子温度におけるレーザー生成カリウムプラズマの発光スペクトル (a) 8 eV, (c) 10 eV, (e) 12 eV, (g) 14 eV, PrismSPECT によって計算されたレーザー生成カリウムプラズマの発光スペクトル (b) 8 eV, (d) 10 eV, (f) 12 eV, (h) 14 eV	47
3.15	計算曲線で仮定した電子温度の時間変化	48
3.16	(a) 極端紫外光の発光時間と (b) 最大電子温度を 20 eV とした時のイオンポピュレーションの時間変化	49
3.17	(a) 極端紫外光の発光時間と (b) 最大電子温度を 25 eV とした時のイオンポピュレーションの時間変化	49
3.18	(a) 極端紫外光の発光時間と (b) 最大電子温度を 30 eV とした時のイオンポピュレーションの時間変化	50
3.19	電子密度および電子温度の空間分布 (a) 基本波, (b) 2 倍波	50
3.20	ターゲット近傍の波長 39 nm の発光強度 (a) 基本波, (b) 2 倍波, (c) 基本波 (黒体放射の影響なし), (d) 2 倍波 (黒体放射の影響なし)	51
3.21	ターゲット表面から 4 $\mu\text{m}$ の位置におけるプラズマからの発光スペクトル (a) 基本波, (b) 2 倍波	51
3.22	基本波 (a) および 2 倍波 (b) の極端紫外スペクトル	53
3.23	自己吸収効果の有無による極端紫外スペクトルの違い (a) イオン密度: $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , 自己吸収効果なし, (b) イオン密度: $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , 自己吸収効果あり, (c) イオン密度: $4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , 自己吸収効果なし, (d) イオン密度: $4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , 自己吸収効果あり	53
3.24	カリウムプラズマの厚みによる透過率の変化 (a) 0.2 $\mu\text{m}$ , (b) 0.5 $\mu\text{m}$ , (c) 1.0 $\mu\text{m}$ , (d) 3.0 $\mu\text{m}$	54
3.25	ダブルパルスレーザー照射による変換効率の遅延時間依存性	56
3.26	遅延時間 50 ns における電子密度および電子温度の時間変化	56
3.27	遅延時間 50 ns における時間積分極端紫外スペクトル	57
3.28	メインパルスレーザーのエネルギーのみを考慮した変換効率の遅延時間依存性	57

3.29 遅延時間 200 ns における時間積分発光スペクトル . . . . .	58
4.1 レーザー電子加速 . . . . .	61
4.2 ビームウエスト近傍のスポットサイズ . . . . .	66
4.3 レーザーガイディングの手法 . . . . .	67
4.4 アーベル変換 . . . . .	71
4.5 ノマルスキー干渉計 . . . . .	72
4.6 実験装置図 . . . . .	74
4.7 放電電流電圧波形 . . . . .	75
4.8 ノマルスキー干渉計により形成された干渉縞 . . . . .	75
4.9 IDEA による干渉縞のデータ処理 (a) CCD カメラにより観測された干渉 縞, (b) 1 次成分のみの干渉縞, (c) 位相分布, (d) プラズマの電子密度に よる位相差分布, (e) 半径方向のプラズマの電子密度分布 . . . . .	76
4.10 半径方向の電子密度分布 . . . . .	77
4.11 各放電時刻に観測した $H_{\alpha}$ 線および $H_{\beta}$ 線 (a) 100 ns, (b) 150 ns, (c) 300 ns, (d) 400 ns. . . . .	78
4.12 電子温度の放電時間依存性 . . . . .	78
4.13 MHD シミュレーションの計算結果 (a) 水素プラズマ要素の時空間分布お よび電流時間波形, (b) 電子密度の時空間分布, (c) 電子温度の時空間分布 . . . . .	80
4.14 キャピラリー中心軸上における各プラズマパラメータの時間依存性及び電 流波形 . . . . .	81
4.15 電子密度および電子温度の時間変化 . . . . .	81
4.16 キャピラリー径方向の電子密度分布 . . . . .	83
4.17 レーザーガイディング用実験装置 . . . . .	84
4.18 キャピラリー放電生成プラズマ伝搬後のレーザーのプロファイル . . . . .	84

# 表目次

1.1	各原子の吸収端, 吸収長 . . . . .	11
2.1	放射量の定義 . . . . .	23
2.2	水素の線スペクトルの各パラメータ . . . . .	25
2.3	酸素の線スペクトルの各パラメータ . . . . .	29
3.1	ダブルパルスレーザー照射時のレーザーパラメータ . . . . .	40
3.2	酸素の線スペクトルの各パラメータ . . . . .	44

## 使用記号一覧

記号	記号の意味	単位 (MKS 単位系)	備考
$A_{lm}$	自然放出係数	$s^{-1}$	
$B$	磁束密度	T (Wb/m <sup>2</sup> )	
$B_{\Delta\omega/\omega}$	スペクトル輝度	$\frac{\text{photons/s}}{\text{mm}^2 \cdot \text{sr} \cdot (\Delta\omega/\omega)}$	
$c$	真空中の光速	m/s	$2.998 \times 10^8$
$e$	電気素量	C	$1.602 \times 10^{-19}$
$E$	電場	V/m, N/C	
$E_l$	エネルギー準位	eV	
$f$	周波数	Hz (s <sup>-1</sup> )	
$f$	レンズの焦点距離	m	
$g$	多重度		
$H$	磁場	A/m	
$h$	プランク定数	J · s	$6.626 \times 10^{-34}$
$\hbar$	ディラック定数 ( $h/2\pi$ )		
$I_L$	レーザー強度	W/cm <sup>2</sup>	
$J$	電流密度	A/m <sup>2</sup>	
$k$	波数	rad/m	
$k_B$	ボルツマン定数	J/K	$1.381 \times 10^{-23}$
$m_e$	電子の質量	kg	$9.109 \times 10^{-31}$
$n_e$	電子密度	m <sup>-3</sup>	
$\varepsilon_0$	真空の誘電率	F/m	$8.854 \times 10^{-12}$
$\mu_0$	真空の透磁率	H/m	$1.257 \times 10^{-6}$
$p$	圧力	Pa (N/m <sup>2</sup> )	
$S$	衝突電離係数	m <sup>3</sup> /s	
$T$	温度	K	
$T_e$	電子温度	eV	
$U_H$	水素の第 1 イオン化エネルギー	eV	13.6 eV
$V$	可視度		
$v_e$	電子の速度	m/s	
$v_i$	イオンの速度	m/s	
$w$	スポットサイズ	m	
$w_0$	ウエストサイズ	m	
$Z$	イオン価数		
$z(T)$	状態和		



記号	記号の意味	単位 (MKS 単位系)	備考
$\alpha_R$	放射結合係数	$\text{m}^3/\text{s}$	$8.85418781 \times 10^{-8}$
$\alpha_r$	放射再結合係数	$\text{m}^3/\text{s}$	
$\alpha_{3b}$	三体再結合係数	$\text{m}^6/\text{s}$	
$\Delta\phi$	位相差	rad	
$\varepsilon_0$	真空の誘電率	F/m	
$\varepsilon_{lm}$	スペクトル放射係数	$\text{W} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{sr}^{-1}$	$1.2566370 \times 10^{-8}$
$\eta$	屈折率		
$\gamma$	相対論的因子		
$\chi_Z$	$Z$ 価のイオン化ポテンシャル	eV	
$\lambda$	波長	m	
$\mu_0$	真空の誘電率	H/m	
$\nu$	周波数	Hz ( $\text{s}^{-1}$ )	
$\nu_{ei}$	電子とイオンの衝突周波数	Hz ( $\text{s}^{-1}$ )	
$\omega$	角周波数 ( $2\pi f$ )	rad/s	
$\omega_p$	プラズマ周波数	rad/s	

# 第1章 序論

## 1.1 極端紫外領域

紫外光と X 線の間位置する波長域は、未開拓領域の一つと言われている。この波長域の光は、数多くの原子共鳴があるために物質により吸収され、 $10^{-9} - 10^{-6}$  m オーダーの僅かな距離しか物質中を伝搬できない。そのため、この波長域の研究や調査は滞っていた。一方で、極端紫外光の原子共鳴は、物質や化学物質の識別にはとても敏感なツールと成り得る。その上、波長が相対的に短いことから、顕微鏡用光源として微小な構造の解析や、リソグラフィ用光源として細かなパターンを描くことを可能とする。これらの特徴を利用することは、次世代の物質科学やナノファブリケーション、表面科学などにおいて必要である。

図 1.1 は、赤外光から X 線間の電磁波スペクトルであり、上側に波長を下側に光子エネルギーを示している。電磁波スペクトルの左側から、赤外光 (Infrared: IR), 可視光 (Visible), 紫外光 (Ultraviolet: UV), 真空紫外光 (Vacuum ultraviolet: VUV), 極端紫外光 (Extreme ultraviolet: XUV), 軟 X 線 (Soft x-ray) と分類されている。このような分類の中でも紫外領域の区分には明確な定義はない。そこで本論文では、およそ 200 - 400 nm の波長の光を紫外光、およそ 100 - 200 nm の波長の光を真空紫外光、およそ 0.2 - 100 nm の波長の光を極端紫外光とする。このようなスペクトル領域の区分は、原子共鳴と最小の吸収端によって特徴付けられる。表 1.1 は、主な原子の吸収端と吸収長 [光子エネルギー (100 eV と 1 keV) が  $1/e$  まで減衰する長さ] を示している。極端紫外領域に多くの吸収端が存在していることが分かる。極端紫外光よりも波長の長い赤外光や可視光、紫外光、ならびに極端紫外光よりも波長の短い X 線は、透過できる物質が多くあり、真空中でなくとも扱うことができる。紫外域の最短波長は、石英ガラス ( $\text{SiO}_2$ ) の透過できる最小波長が 200 nm であることに起因している。波長 200 nm 以下の真空紫外域では、空気中を伝搬することが出来なくなり、さらに波長の短い極端紫外領域では、透過窓材が存在しない [1, 2, 3]。

極端紫外光は、短波長且つ高光子エネルギーを有することから、次世代のナノテクノロジー技術や光化学反応誘起用光源として応用が期待されており、1980 年代から光源開発が積極的に行われている [4]。特に波長 13.5 nm の次世代半導体リソグラフィ用光源の実現を目指した研究が積極的に行われている [5, 6, 7]。光リソグラフィによる半導体素子の製造工程は、シリコン等の半導体ウエハにフォトレジストと呼ばれる感光性有機物質

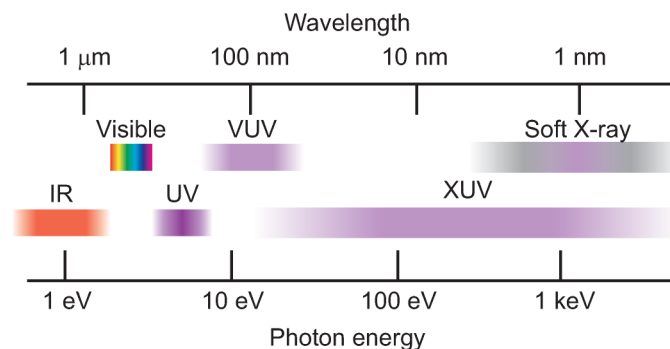


図 1.1: 電磁波スペクトル

を塗布し，露光装置を用いてレチクルと呼ばれるフォトマスクに描かれた素子・回路パターンを露光する．回路パターンの線幅は露光に用いる光の波長に比例するため，水銀ランプの g 線 (波長: 436 nm), i 線 (波長: 365 nm), KrF エキシマレーザーと短波長化が進められ，現在は波長 193 nm の ArF エキシマレーザーが用いられている．短波長化の研究が進められる中で，Mo/Si 多層膜ミラーが波長 13.5 nm に対して高い反射率を有することが報告され，多くの研究者が波長 100 nm 近傍の光源の研究から波長 13.5 nm の光源に関する研究に移行した．特にスズやキセノンを媒質とした波長 13.5 nm の光源の報告は数多くあり，極端紫外スペクトルやプラズマ診断の理解が進んでいるだけでなく，放電路を静磁場やレーザーにより制御するなどの原理実証実験と共に世界最高出力エネルギーが報告され，実用化技術への段階に達している [8, 9]．さらにはその先を見据えた波長 6.5 - 6.7 nm の光源の研究も進められている [10]．このように短波長の光源開発が進められているものの，波長 20 - 100 nm の領域における光源の研究はほとんど進められず，波長の空白域であると認識されている．

波長 20 - 100 nm の光は，光子エネルギーにすると 12 - 60 eV に対応する．これに対し，酸素や炭素，窒素といった有機物の結合エネルギーは，8 eV 程度である．光子エネルギーを吸収することによって物質の結合を断つ光脱離では，光子エネルギーと物質の結合エネルギーの差が脱離した物質の運動エネルギーとなる．そのため，波長 20 - 100 nm の光は，緩やかな光化学反応を励起することができ，質量分析などの表面解析に適した励起光源と成り得る [11, 12]．

## 1.2 キャピラリー放電生成プラズマによる極端紫外光源

波長 20 - 100 nm における代表的な光源には，1994 年に J. J. Rocca 等により報告された波長 46.9 nm のネオン様アルゴンレーザーがある [13]．このレーザーは，最大 40 kA もの大電流源を用いたキャピラリー放電により励起される．近年は，このレーザーを用いた高密度プラズマの計測やナノスケールの構造解析が盛んに行われている [14]．その他にもキセノンを媒質とした波長 41.8 nm のレーザー発振やリチウムを媒質とした波長 72.9 nm の光源，セシウムを媒質とした波長 96.9 nm のレーザー発振などが報告され

表 1.1: 各原子の吸収端, 吸収長

Element	Z	K <sub>abs</sub> – edge (eV)	L <sub>abs</sub> – edge (eV)	$\lambda_K$ – abs (nm)	$\lambda_L$ – abs (nm)	$l_{\text{abs}}$ (nm) [100 eV]	$l_{\text{abs}}$ (nm) [1 keV]
Be	4	112	-	11.1	-	730	9.0
C	6	284	-	4.36	-	190	2.1
N	7	410	-	3.02	-	-	-
O	8	543	-	2.28	-	-	-
H <sub>2</sub> O	-	-	-	-	-	160	2.3
Al	13	1560	73	0.795	17.1	34	3.1
Si	14	1839	99	0.674	12.5	63	2.7
S	16	2472	163	0.502	7.63	330	1.9
Ca	20	4039	346	0.307	3.58	290	1.3
Ti	22	4966	454	0.250	2.73	65	0.38
V	23	5465	512	0.227	2.42	46	0.26
Cr	24	5989	574	0.207	2.16	31	0.19
Fe	26	7112	707	0.174	1.75	22	0.14
Ni	28	8333	853	0.149	1.44	16	0.11
Cu	29	8979	933	0.138	1.33	18	0.10
Se	34	12658	1434	0.0979	0.865	63	0.96
Mo	42	20000	2520	0.0620	0.492	200	0.19
Sn	50	29200	3929	0.0425	0.316	17	0.17
Xe	54	34561	4782	0.0359	0.259	-	-
W	74	69525	10207	0.0178	0.121	28	0.13
Au	79	80725	11919	0.00154	0.104	28	0.10

ている [15, 16, 17]. これらの光源は大電流電源により励起されたキャピラリー放電生成プラズマや高強度レーザーにより生成されたプラズマを媒質としており, 小型で取り扱いやすい光源はない.

既に大電流源を用いたキャピラリー放電によるネオン様アルゴンレーザーについては述べたが, 極端紫外光よりも長波長側である真空紫外領域においても, キャピラリー放電を用いた光源が報告されている [18, 19, 20, 21, 22]. これらの光源は, 直径数 100  $\mu\text{m}$  のキャピラリーを用い, mA オーダーの電流により励起された希ガスエキシマを媒質としている. 媒質にガスを用いているために, 放電によって容易に励起することが可能である. キャピラリーの構造は, ジュール加熱に対し適切な抵抗値となることから, 効率よく電気エネルギーを注入することができる. また, キャピラリー放電では壁面によりプラズマが急速に冷却されるため, 壁面付近では低温高密度, 中心軸上では高温低密度のプラズマとなる. これにより, 高温プラズマの再結合放射が短時間で起こり, 高輝度の発光が得られる [18]. これらのことから, キャピラリー放電生成プラズマは短波長光源に適した光源デバイスであり, 波長 20 – 100 nm の波長域において小型かつ高効率な極端紫外光源を実現するのに適したデバイスであると考えられる.

### 1.3 キャピラリー放電生成プラズマを用いたレーザーガイドニング

1960 年代にレーザーが開発されて以来 [23], レーザーの高出力化および短パルス化が進み, 現在ではペタワット級のレーザーの開発が報告されている [24, 25]. さらに, エクサワット級のレーザーの実現に向けた研究も進められている. このような高強度レーザーを用いることで, 局所的に高エネルギー状態を実現することが容易に行えるようになり, レーザーとプラズマの相互作用による電子加速や高次高調波発生, X 線源など様々な研究及び開発が為されてきた [26, 27, 28, 29]. いずれの現象においても出力は, レーザーとプラズマの相互作用長に依存する.

既存の加速器を用いれば高速粒子や, 電波から X 線までの波長域をカバーした電磁波を発生させることは可能であるが, 絶縁破壊電圧により荷電粒子の加速勾配は  $10 - 50$  MV/m に制限されているため, 高出力化を行うため非常に巨大な施設が必要となる. これに対して, レーザーにより生成される高強度領域では,  $10 - 100$  GV/m もの加速勾配を作ることが達成できており, 卓上サイズの加速器の実現が期待されている [30, 31].

レーザーの高強度領域の長尺化を図るために, 様々な手法が提案され研究が進められてきた. 相対論的自己収束は, レーザーの高強度光電場によって電子が加速される際に相対論的效果を受け, レーザーをガイド可能な屈折率分布が形成されるため生じる [32]. しかしながら, この現象は,  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup> 以上のレーザー強度に達しなければ生じない現象である. 中空ファイバーを用いたレーザーガイドニングは, 中空ファイバー内壁においてレーザーを反射させ, 高強度領域を長尺化させる手法である. ガラスで作られた中空ファイバーを用いるため,  $10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> 以上のレーザー強度になると, 損傷してしまう. そのため, 高強度レーザーの導波には適さない. 一方で, 予めプラズマによって導波路を形成する研究も行われている. ガスジェットを用いた方法では, 高圧で噴射される高密度ガスをレーザーによりプラズマ化することで導波路を形成し, 高強度レーザーをガイドすることができる [26, 33]. しかしながら, 高密度ガスを噴射する必要があるために, 形成されるプラズマの長さは  $1$  cm 以下に制限されており, 高強度領域の長尺化に制限がある. レーザー強度や長尺化可能な長さに制限を受けない手法としてキャピラリー放電生成プラズマを用いた手法がある [34, 35, 36, 37, 38]. キャピラリーと呼ばれる細管内をガスで満たし, パルス放電によりプラズマ化させ, 光ファイバーと同様の密度分布を形成し, レーザーをガイドする. キャピラリー放電生成プラズマは, レーザーの強度に制限はなく, さらに cm オーダーで高強度領域の長尺化が行えるため, レーザーガイドニングを行うのに最も有力な手法であると考えられる.

このキャピラリー放電生成プラズマを用いて高強度領域の長尺化に関する研究が盛んに行われており, 2006 年には, W. P. Leemans 等により  $1$  GeV ものエネルギーまで電子加速が実現されている [31]. このレーザーガイドニングを行うに当たり, 屈折率分布を明らかにすることは非常に有意義である. そのため, レーザー干渉計や数値計算等によるプラズマパラメータの解析が進められている. 2001 年には, N. A. Bobrova 等により電磁

流体シミュレーションによる解析が行われており [40, 41], 2007 年には A. J. Gonsalves 等によって矩形のガラスキャピラリー内の電子密度分布が観測されシミュレーション結果と良く一致した結果が得られている [39, 42].

しかしながら, 円筒のキャピラリー内に生成されたプラズマの電子密度分布は, キャピラリー壁面にてプローブ光が発散してしまう技術的問題があるため未だ観測されていない. また, プラズマの膨張速度を決定づける重要なパラメータである電子温度の時間発展を観測した報告例もない. 電磁流体シミュレーションによる計算結果を裏付けるためにも観測することが求められている.

## 1.4 本論文の目的と意義

本論文では, キャピラリー放電生成プラズマを用いて, 極端紫外光源の放射特性ならびに高強度レーザーのガイディングのためのプラズマパラメータの解析についてまとめた.

キャピラリー放電生成プラズマは, 光のガイド機能だけでなく, 短波長光源としても適したデバイスである. 紫外光と X 線の間位置する波長 20 - 100 nm の領域は, 波長の空白域と認識されている. この波長域において光源を実現することは, 波長帯域をカバーするという物理的意義だけでなく, 次世代の質量分析への応用も期待されており, 工学的にも必要とされている. そこで, この波長域においてキャピラリー放電生成プラズマを用いた光源を実現し, その放射特性を明らかにした.

また, キャピラリー放電生成プラズマを用いた高強度レーザーガイディングの研究は, レーザーの高強度領域の長尺化による電子加速の報告や, 干渉計を用いた電子密度分布の観測および MHD シミュレーションなどによる数値解析が進められている. しかしながら, 円筒状のキャピラリー内部の電子密度分布を干渉計測により直接を観測した例はない. さらにプラズマの膨張速度を決定づけるパラメータであるのにも関わらず, 未だ電子温度の時間変化を観測した報告例はない. そこで本研究では, 外部からプラズマを観測することができるように, ガラスのキャピラリーを用いて電子密度と電子温度の時間変化を観測し, MHD シミュレーションによる数値解析の結果と比較検討を行った.

本論文は, 以下のように構成されている.

第 1 章では, キャピラリー放電生成プラズマを用いた極端紫外光源および高強度レーザーガイディングについて述べた.

第 2 章では, アルカリ金属を媒質としたキャピラリー放電生成プラズマから放射される極端紫外光の放射特性について述べる. キャピラリー放電生成カリウムプラズマから波長 40 nm 近傍に広帯域な発光が観測された. 放射特性ならびに放射流体シミュレーションによる計算結果から, 電子温度 10 eV, 電子密度  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$  のカリウムプラズマからの放射であることが明らかになった.

第 3 章では, レーザー生成カリウムプラズマからの極端紫外光放射特性について述べる. キャピラリー放電生成プラズマでは, 電極の部品に含まれる銅や炭素といった不純

物が含まれるために、ピュアなカリウムプラズマからの極端紫外光の放射特性を明らかにすることは困難である。そのため、レーザー生成プラズマによって、キャピラリー放電生成プラズマを模擬し、詳細な分光データを得た。また、極端紫外光の発光時間を観測し、放射流体シミュレーションにより計算されたイオンポピュレーションの時間変化と比較し、放射特性を明らかにした。

第4章では、キャピラリー放電生成プラズマによるレーザーガイディングの物理・概要とレーザー干渉計および線対法を用いたプラズマパラメータの解析結果について述べる。ガラスキャピラリーに水素ガスを封入し、円筒キャピラリー内に生成された電子密度分布と電子温度の時間発展を観測した。この観測結果を踏まえ、キャピラリー放電生成プラズマを用いたレーザーの高強度領域の長尺化を行った。

第5章では、本論文で得られた知見をまとめ、総括した。

## 第2章 カリウムを媒質としたキャピラリー放電生成プラズマからの極端紫外光発生

### 2.1 背景

極端紫外光の中でも波長 20 - 100 nm の領域では、波長 46.9 nm のネオン様アルゴンレーザーなどが開発されているものの [13], 小型且つ高効率な光源は数少なく、未だ波長の空白域である。この極端紫外領域において光源を開発する方法として、シンクロトロン放射、レーザー生成プラズマ、放電生成プラズマが考えられる。シンクロトロン放射は、電波領域から X 線領域までをカバーできる広帯域の光源であり、高輝度、高い指向性などの様々な利点を有する光源である。しかしながら、莫大なコストと巨大な施設を必要とするため、実験室レベルで保持することは困難である。レーザー生成プラズマ光源は、レーザーをプラズマ媒質に集光照射することにより生成される高温かつ高密度プラズマを利用する光源であり、点光源かつ高輝度の短波長光源である。光学系を用いると、任意の場所に局所的に極端紫外光のエネルギーを供給することもできる。しかしながら、プラグイン電気効率が悪いことが難点になることもある。放電生成プラズマ光源は、電極間のプラズマ媒質に高電圧を印加することによりプラズマを生成する光源である。電源と電極により構成されるため、光源部は簡便である。また放電生成プラズマ光源は、レーザー生成プラズマ光源よりもプラグイン電気効率は、良いと予想される。特にキャピラリー放電生成プラズマは、キャピラリー構造がジュール加熱に対し適切なインピーダンスになるため、効率的にジュール加熱を起こすことができる。そのため、エネルギー変換効率が低い利点を有し、高効率な光源を実現できる可能性がある。更に、キャピラリー放電では、生成されるプラズマの自由空間への膨張を抑制し、多価イオンを高密度化することもできる。

キャピラリーを用いる放電生成プラズマ極端紫外光源の代表例には Rocca が報告した波長 46.9 nm のネオン様アルゴンレーザーがある。その後 Niimi 等により電流波形を制御した高効率のアルゴンレーザーも報告されている [43]。近年は、このレーザーを用いた高密度プラズマ密度の計測などが盛んに行われている [14]。その他の媒質での放電生成プラズマ極端紫外光源の報告例は、スズやキセノンを用いる波長 13.5 nm の光源の他、リチウムを用いた波長 72.9 nm の放射や中性セシウムによるレーザー発振などいくつかの報告例がある [4, 15, 16, 17]。特にスズやキセノンを用いる波長 13.5 nm の報告例は数多くあり、極端紫外スペクトルやプラズマ診断の理解が進んであるだけでなく、放電路を静



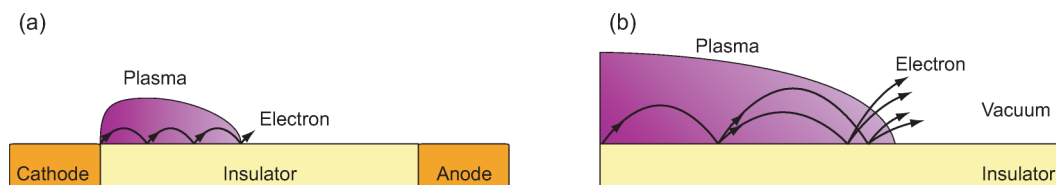


図 2.1: 沿面放電の概念図

磁場やレーザーにより制御する手法などの原理実証実験と共に世界最高出力エネルギーが報告され、実用化技術への段階に進んでいる。しかしながら、波長 20 - 100 nm の領域では、波長 46.9 nm のネオン様アルゴンレーザーに限定されており、小型かつ高効率な光源は数少なく、未だに波長の空白域であることから、この波長域の光源を研究することは意義があると考えている。

### 2.1.1 アルカリ金属を用いた極端紫外光源

1988 年に Mendelsohn 等によりアルカリ金属をマイクロ波放電により電子衝突励起された中性アルカリ金属からの極端紫外光を分光した例が報告されている [44]。また、アルカリ金属の 1 価のイオンプラズマを電離ポテンシャルが大きい希ガス様非線形媒質として用い、極端紫外領域の高次高調波を発生させる例も報告されている。アルカリ金属は、蒸気化させやすく、以前からオープンによるガス化も行われ、非線形波長変換なども行われている。アルカリ金属プラズマの多価イオンも極端紫外領域にスペクトルを有している。従って、アルカリ金属を蒸気化し励起することにより、極端紫外光源となることが期待される。

プラズマ中の多価イオンの再結合による極端紫外放射は、プラズマの電子温度や電子密度に依存し、スペクトル形状は大きく変わることが知られているが、アルカリ金属を用いる放電生成プラズマからの極端紫外放射特性についての報告例はほとんどない状況である。今までのレーザー生成プラズマの研究から、アルカリ金属の中でも原子番号の小さいリチウムでは線スペクトルが優勢であり、アルカリ金属の中でも原子番号の大きいセシウムでは広帯域スペクトルになることが予想される。カリウムはアルカリ金属において中間に位置し、かろうじて放射流体シミュレーションなどとの比較をしやすい材料である。このようなことから極端紫外光源を実現するのに適していると考えカリウムを媒質に用いた。

## 2.2 放電生成プラズマからの極端紫外光発生

### 2.2.1 キャピラリー放電生成プラズマ

キャピラリー放電は、沿面放電から始まる。図 2.1 (a) は、真空中における沿面放電の概念図であり、図 2.1 (b) は、拡大した図である。沿面放電の過程は次のように説明される。陰極と絶縁物、真空が接する三重点で電場のひずみと電場の集中から部分放電が起

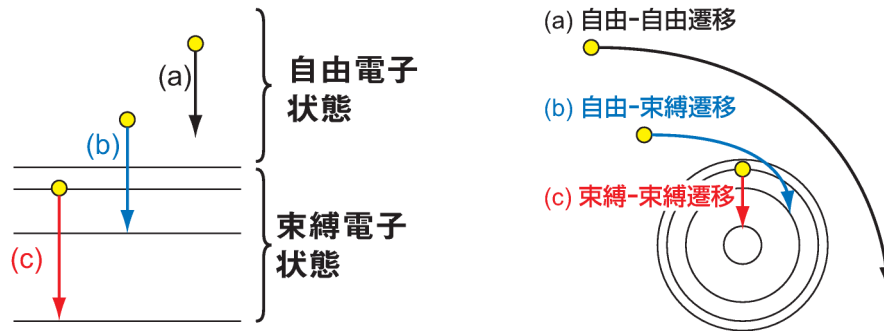


図 2.2: 放射遷移過程

こる．電子が電場に沿って加速され陽極に向かう途中で絶縁物に衝突し，二次電子と表面に吸着された気体分子を放出する．図 2.1 (b) のように電子の数はなだれのように増倍する．絶縁物の表面に正電荷が残されると，正電荷による電場により電子はさらに絶縁物と衝突し，二次電子と気体放出を助長する．二次電子は脱離した気体分子とも衝突し電離させ，プラズマを生成する．プラズマが生成されて電極間が短絡されるフラッシュオーバーに発展する．

沿面放電により放電が開始されるキャピラリー放電は，キャピラリー壁面と電子との衝突により電子がなだれのように増倍するため，平行平板での放電に比べ低い電圧でプラズマを生成することが出来る．また，平行平板のように自由空間ではなく，キャピラリー壁面にて制限を受けるため，プラズマの膨張は抑制することが出来る．そのため，プラズマの密度が維持されるだけでなく，プラズマを励起するために注入するエネルギー密度も増加する．また，キャピラリーの構造がジュール加熱に対して適切な抵抗値になるために，ジュール加熱によって効率よく電気エネルギーを注入できる．さらに，キャピラリー壁面にてプラズマが急冷されるために，再結合が短時間で生じ，高輝度な発光を得ることができる．極端紫外光の発生原理については，次の節で述べる．

### 2.2.2 極端紫外光の発生原理

極端紫外光の発生は，原子核の周囲の電子遷移によって生じる．図 2.2 は，極端紫外光発生原理である放射遷移過程の概念図である．電子がエネルギー  $E_i$  からエネルギー  $E_f$  ( $E_i > E_f$ ) に遷移する時，光が放射される．この光の放射には，(a) 自由電子が加速度を受けることによる制動放射 (自由-自由遷移)，(b) 自由電子の再結合による放射 (自由-束縛遷移)，(c) 原子核内の束縛準位間の遷移による放射 (束縛-束縛遷移) の 3 種類に分けられる．(a)，(b) の遷移では，自由電子が広範囲のエネルギーを取り得るため，放射される光は連続スペクトルが得られる．そのため，特定の波長の光を得ることが出来ない．一方で (c) の遷移では，放射される光の光子エネルギーが決まるため，特定の波長の光を得ることが出来る．また，ボーアの振動数条件より，このエネルギー差  $E_i - E_f$  は，放

射される光子エネルギー  $h\nu$  と等しく,

$$E_i - E_f = h\nu = h\frac{c}{\lambda}, \quad (2.1)$$

の関係がある. これより,  $E_i - E_f$  が大きいほど光の波長  $\lambda$  が短くなることが示される. アルカリ金属プラズマからの極端紫外光発生は, (c) の束縛準位間の遷移により放出される光である.

原子核の電荷が  $Z$  の水素陽イオンにおける電子の束縛エネルギー  $E_n$  は, 水素原子の基底状態のイオン化エネルギー  $U_H = 13.6\text{eV}$  を用いて,

$$E_n = \frac{U_H Z^2}{n^2}, \quad (2.2)$$

と表せる. ここで,  $n$  は主量子数である. 1 個以上の電子が束縛されている他電子系のエネルギー準位も,  $Z = A - N_b + 1$  ( $A$ :原子番号,  $N_b$ :束縛電子数) を用いて, 近似的に式 (2.2) を適用できる. 式 (2.2) より,  $n_2$  から  $n_1$  準位への遷移で放出される光子エネルギーは,

$$h\nu = U_H Z^2 \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad (2.3)$$

となる. 従って, 短波長の光を得るためには, 電離度の大きなイオンを用いることおよび主量子数が小さな準位への遷移を用いることが必要となる. 多価イオンを生成するためには, プラズマを電子温度  $T_e = aZ^2 U_H$  ( $a = 0.01 \sim 0.1$  の定数) まで加熱することが必要である. X 線はイオンの励起準位から基底準位, あるいは他の励起準位への遷移において放出されることから, スペクトルの短波長端はほぼ電子温度と等しくなる.

### 2.2.2.1 黒体放射

一般に, 物体の表面に電磁波を照射すると, 物体の表面において電磁波の一部は吸収され, 一部は反射される. これに対し電磁波を反射することなくすべてを吸収してしまう物体を完全黒体, もしくは単に黒体という. この黒体による熱放射を黒体放射という. この黒体放射のスペクトルエネルギー密度  $U_{\Delta\omega}$  は, 量子的に飛び飛びエネルギーを取り, そのエネルギーは周波数に比例するとするならば, 次のように表せる [?].

$$U_{\Delta\omega} = \frac{\hbar\omega^3/\pi^2c^3}{e^{\hbar\omega/T_e} - 1}. \quad (2.4)$$

ここで,  $\hbar$  はディラック定数であり, プランク定数  $h$  を  $2\pi$  除した値である ( $\hbar = h/2\pi$ ).  $\omega[\text{Hz}]$  は放射電磁波の周波数.  $c[\text{m/s}]$  は光速であり,  $T_e[\text{eV}]$  は, 電子温度である. 上式は, 周波数  $\omega$  を中心とした微小周波数幅  $\Delta\omega$  当たり, 単位体積当たりのエネルギーを表している ( $\Delta^2 E/\Delta V \cdot \Delta\omega$ ). 式 (2.4) に規格化スペクトルバンド幅  $\Delta\omega/\omega$  を導入すると,

$$U_{\Delta\omega/\omega} = \frac{\hbar\omega^4/\pi^2c^3}{e^{\hbar\omega/T_e} - 1}, \quad (2.5)$$

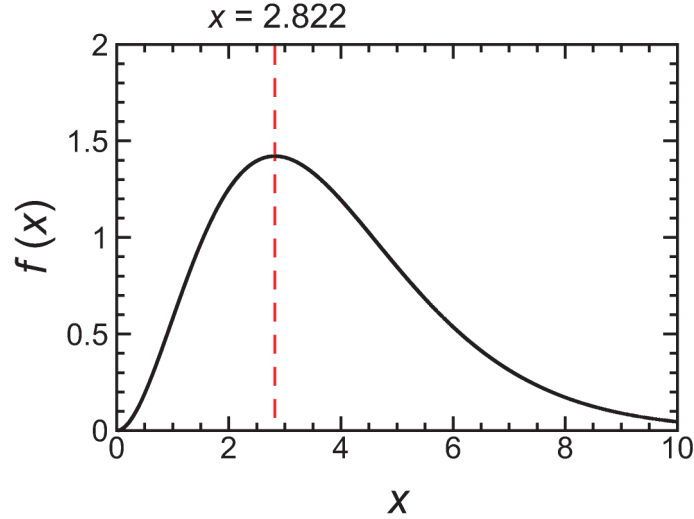


図 2.3:  $f(x) = x^3/(e^x - 1)$  のグラフ

となる．放射は等方的であり，光速で伝搬するため，スペクトル輝度  $B_{\Delta\omega/\omega}$  は，

$$B_{\Delta\omega/\omega} = \frac{cU_{\Delta\omega/\omega}}{4\pi} = \frac{\hbar\omega^4/4\pi^3c^2}{e^{\hbar\omega/T_e} - 1}, \quad (2.6)$$

と表される．単位は， $\Delta^4 E/\Delta t \cdot \Delta A \cdot \Delta\Omega \cdot (\Delta\omega/\omega)$  である．ここで，単位時間当たりのエネルギーは，光子エネルギー ( $\hbar\omega$ ) と光子束の積に対応するため，式 (2.6) のエネルギーを光子束を書き換えると，

$$B_{\Delta\omega/\omega} = \frac{(\hbar\omega)^3}{4\pi\hbar^3c^2} \frac{1}{e^{\hbar\omega/T_e} - 1}, \quad (2.7)$$

$$= 3.15 \times 10^{20} T_e^3 \frac{(\hbar\omega/T_e)^3}{e^{\hbar\omega/T_e} - 1} \left[ \frac{\text{photons/s}}{\text{mm}^2 \cdot \text{sr} \cdot (\Delta\omega/\omega)} \right], \quad (2.8)$$

となる．ここでは， $\hbar = 6.582 \times 10^{-16} \text{ eV} \cdot \text{s}$  および  $c = 2.997 \times 10^8 \text{ m/s}$  を代入した．式 (2.8) より，スペクトル輝度  $B_{\Delta\omega/\omega}$  は， $\hbar\omega = x$  とすると， $x^3/(e^x - 1)$  の関数に依存することが分かる．図 2.3 は， $f(x) = x^3/(e^x - 1)$  のグラフである．図 2.3 より  $f(x)$  が最大値を持つのは， $x = 2.822$  である．そのため，最大スペクトル強度となる光子エネルギーは，電子温度の関数として以下のように表される．

$$\hbar\omega|_{\text{peak}} = 2.822 T_e. \quad (2.9)$$

さらに，光子エネルギー  $\hbar\omega (= h\nu)$  と波長  $\lambda$  には， $h\nu = 1239.85/\lambda$  の関係があるので，式 (2.9) に代入すると，最大スペクトル強度となる波長は，電子温度の関数として以下のように表される．

$$\lambda = \frac{439.3}{T_e}. \quad (2.10)$$

図 2.4 は，式 (2.10) のグラフである．これより，電子温度が上昇すると，黒体放射の最大

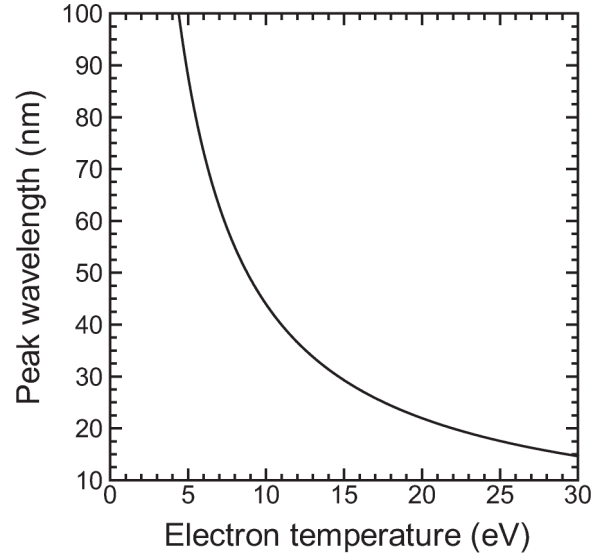


図 2.4: 最大スペクトル強度となる波長の電子温度依存性

スペクトル強度となる波長は，短波長になり，電子温度が 5 - 20 eV の黒体からの放射は，波長 20 - 100 nm に最大値を持つことが分かる．

## 2.3 極端紫外光の数値計算

### 2.3.1 衝突 - 放射モデル

プラズマから放射される発光スペクトルを数値計算によって導出する際や，観測された発光スペクトルから生成されているプラズマのパラメータを検討する場合に，プラズマをモデル化し考える．衝突 - 放射モデル (Collisional-radiative model: CR model) は，ターゲット媒質の最適なプラズマ状態を知る際に有効である．衝突 - 放射モデルは以下を仮定する [46]．

- (a) プラズマ中の自由電子の速度分布はマクスウェル分布である．
- (b)  $Z$  準位のイオンが平衡状態になる間に  $Z + 1$  の準位のイオン密度の分布はほとんど変化しない．
- (c) 放射に対してプラズマは透明である．

上述した過程で衝突-放射モデルを用いると，定常状態でのイオンの価数分布は次式で計算できる．

$$\frac{dn(Z)}{dt} = n_e[-S(Z)n(Z) - \alpha_R(Z)n(Z) + S(Z-1)n(Z-1) + \alpha(Z+1)n(Z+1)], \quad (2.11)$$

ここで,  $S(Z)$  は衝突電離係数,  $n_e$  は電子密度,  $n(Z)$  は  $Z$  価のイオン密度である. また再結合係数  $\alpha_R$  は, 放射再結合係数  $\alpha_r$  と三体結合係数  $\alpha_{3b}$  で表すと,

$$\alpha_R(Z) = \alpha_r(Z) + n_e \alpha_{3b}(Z), \quad (2.12)$$

となる. 原子過程の割合は温度に依存する. 基底準位イオンからの衝突電離係数  $S(Z)$  はマクスウェル分布の平均であるので,

$$S(Z) = 10^{-5} \frac{\sqrt{T_e/\chi_Z}}{\chi_Z^{3/2}(6.0 + T_e/\chi_Z)} \exp\left(-\frac{\chi_Z}{T_e}\right) [\text{cm}^3/\text{s}], \quad (2.13)$$

と表せる. ここで,  $\chi_Z$  は  $Z$  価のイオン化ポテンシャルである. 電子-イオンの放射再結合係数  $\alpha_r$  は,

$$\alpha_r = 5.2 \times 10^{-14} \sqrt{\frac{\chi_Z}{T_e}} Z \times \left[ 0.49 + \frac{1}{2} \log\left(\frac{\chi_Z}{T_e}\right) + 0.469 \sqrt{\frac{\chi_Z}{T_e}} \right] [\text{cm}^3/\text{s}], \quad (2.14)$$

と書ける. また, 三体再結合係数  $\alpha_{3b}$  は,

$$\alpha_{3b}(Z) = \frac{2.97 \times 10^{-27} \xi_Z}{T_e/\chi_Z^2} \left( 4.88 + \frac{T_e}{\chi_Z} \right) [\text{cm}^6/\text{s}], \quad (2.15)$$

である. ここで,  $\xi_Z$  は最外殻電子数である. 式 (2.11) は, 複雑で非常に長い計算により導かれる. しかし, プラズマの定常状態では式 (2.11) は,

$$\frac{n(Z+1)}{n(Z)} = \frac{S(Z)}{\alpha_r(Z+1) + n_e \alpha_{3b}(Z+1)}, \quad (2.16)$$

となる. 式 (2.16) より, イオンの価数の割合  $n_Z / \sum_{k=1}^Z n_k$  および電子温度に対するイオンの価数分布を計算できる.

### 2.3.2 放射流体シミュレーション

シミュレーションには, 放射流体コードである Cowan code および PrismSPECT, HELIOS を用いた. Cowan code は, 1968 年に Robert Cowan により開発された Hartree-Fock コードである. PrismSPECT は PIC (particle-in-cell) コードを用いて計算されるシミュレーションコードである.

PrismSPECT では, 局所熱平衡 (Local thermal equilibrium: LTE) モデルと Non-LTE モデルを考慮することができる. LTE モデルでは, サハの熱電離式とボルツマン統計を解くことにより計算され, Non-LTE モデルでは, 以下を考慮したレート方程式を解くことにより, 計算される.

- 衝突電離, 三体再結合
- 光電離, 誘導再結合
- 放射性再結合
- 自動電離, 二電子性再結合, 電子捕獲
- 衝突励起, 脱励起
- 光励起, 誘導放出
- 自然放出

このコードは, プラズマを構成する元素やプラズマパラメータ (プラズマの形状, 電子密度, 電子温度, プラズマサイズ) を設定することによって, プラズマの発光スペクトルや電離度などを計算することができる.

HELIOS は, プラズマの時間的变化を計算できる 1 次元放射流体コードである. レーザーや外部放射源により加熱された平板状, 円筒状, 球場のプラズマのパラメータを計算できる.

この 3 つのシミュレーションコードを用いて, 実験から得られたスペクトルの評価を行った.

### 2.3.3 線対法を用いたプラズマの電子温度計測

プラズマからの発光やイオンの電離度を計算する上で, 観測結果から得られるプラズマパラメータと比較することは重要である. 発光スペクトルを分光し, 電子温度を算出する手法に線対法がある. ここでは, 分光測定分野で取り扱う物理量について述べた上で, 線対法によるプラズマの電子温度の算出方法について述べる.

プラズマの分光測定分野では, 光が人間の目に与える感覚的・心理的效果は問題ではなく, 物理的エネルギーだけが問題になる. 物理的放射測定で取り扱う量を放射量と呼ぶ. 以下に各放射量について説明する [49].

- 放射エネルギー  $Q$  は, 放射の形で放出され, 伝達され, あるいは受け取られるエネルギーである. 単位は J である.
- 放射束  $\Phi$  は, ある断面を単位時間当たり通過する放射エネルギー, つまり放射のパワーである. 単位は W である.

表 2.1: 放射量の定義

物理量	記号	単位	備考
放射エネルギー	$Q$	J	
放射束	$\Phi$	$\text{J} \cdot \text{s}^{-1}, \text{W}$	$\Phi = \partial Q / \partial t$
放射強度	$L$	$\text{W} \cdot \text{sr}^{-1}$	$L = \partial \Phi / \partial \Omega$
放出係数	$\varepsilon$	$\text{W} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{sr}^{-1}$	$\varepsilon dV = L$

- 放射強度  $L$  は、単位立体角当たりの放射束である。単位は  $\text{W} \cdot \text{sr}^{-1}$  である。（ここで、光強度という用語の用法は、この放射強度の定義とは必ずしも一致していない。そのため、光強度を扱う際は、注意する必要がある。）
- 放出係数  $\varepsilon$  は、プラズマの単位体積から、単位時間、単位立体角あたりに放出される放射エネルギーである。単位は  $\text{W} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{sr}^{-1}$  である。

表 2.1 に各放射量についてまとめる。

プラズマ中の原子がエネルギー  $E_2$  の上準位 2 から、エネルギー  $E_1$  の下準位 1 へ遷移することによって放出するスペクトルの放出係数  $\varepsilon_{21}$  は、次式で表される。

$$\varepsilon_{21} = \frac{1}{4\pi} \frac{hc}{\lambda_{21}} A_{21} n_2. \quad (2.17)$$

ここで  $\lambda_{21}$  は、電磁波の真空中における波長であり、 $\lambda_{21} = hc/E_2 - E_1$  と表される。 $A_{21}$  は、上準位から下準位への遷移に対する自然放出係数、 $n_2$  は上準位に存在する原子の数密度である。プラズマが熱平衡状態にあると仮定すると、式 (2.17) の上準位の原子の数密度  $n_2$  は、ボルツマン分布測から全原子の数密度  $n$  を用いて表せる。熱平衡状態における下準位の数密度  $n_1$  と上準位の数密度  $n_2$  の関係は、次のボルツマン分布則によって表される。

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{k_B T}\right). \quad (2.18)$$

式 (2.18) の、 $g_2$  および  $g_1$  は、上準位および下準位の多重度、 $k_B (= 1.381 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1})$  はボルツマン定数、 $T$  は電子温度である。単位体積当たりの原子の総数を  $n$  とすると、

$$\frac{n_2}{n} = \frac{g_2}{z(T_e)} \exp\left(-\frac{E_2}{k_B T}\right), \quad (2.19)$$

となる。 $z(T)$  は状態和であり、

$$z(T_e) = \sum_m g_m \exp\left(-\frac{E_m}{k_B T}\right), \quad (2.20)$$



である。式 (2.19) を式 (2.17) に代入すると、

$$\varepsilon_{21} = \frac{1}{4\pi} \frac{hc}{\lambda_{21}} A_{21} \cdot n \cdot \frac{g_2}{z(T_e)} \exp\left(-\frac{E_2}{k_B T}\right), \quad (2.21)$$

となる。したがって単位体積当たりの原子の総数  $n$  がわかっているならば、スペクトル線の放出係数  $\varepsilon_{21}$  を測定することによって電子温度  $T$  を求めることができる。

しかしながら、この方法により電子温度を算出する場合には、次のことに注意する必要がある。まず、スペクトル線の放出係数  $\varepsilon_{21}$  の絶対値を測定するためには、分光測定装置の絶対感度較正が必要になる。また、自然放出係数  $A_{21}$  の値が必要である。さらに電子温度を正確に決定するためには、上準位のエネルギー  $E_2$  が適当な値でなければならない。それは次の理由による。 $E_2 > k_B T$  のとき、式 (2.21) の  $\exp(E_2/k_B T)$  は、電子温度  $T$  に対し敏感に変化するため、スペクトル線の放出係数  $\varepsilon_{21}$  から電子温度  $T$  を正確に決定できる。しかし  $E_2 \lesssim k_B T$  のときには、電子温度  $T$  が変化しても放出係数  $\varepsilon_{21}$  は敏感に変化せず、測定精度は低下する。

上述の放出係数  $\varepsilon_{21}$  の絶対値を用いる方法に対し、複数のスペクトル線の放出係数の相対比から電子温度を求める方法がある。この方法は線対法 (line pair method) とも呼ばれる。同一粒子種から放出される複数の電磁波の内、波長  $\lambda_{21}$  の発光の放出係数を  $\varepsilon_{21}$ 、波長  $\lambda_{2'1'}$  の放出係数を  $\varepsilon_{2'1'}$  とする。ここで放出係数  $\varepsilon_{2'1'}$  は以下の式で表される [?].

$$\varepsilon_{2'1'} = \frac{1}{4\pi} \frac{hc}{\lambda_{2'1'}} A_{2'1'} \cdot n \cdot \frac{g_2}{z(T)} \exp\left(-\frac{E_2}{k_B T}\right). \quad (2.22)$$

これらの式 (2.21) および式 (2.22) を比較すると、これらの比から電子温度  $T$  を求めることができる。すなわち、

$$\frac{\varepsilon_{21}}{\varepsilon_{2'1'}} = \frac{A_{21} g_2}{A_{2'1'} g_{2'}} \frac{\lambda_{2'1'}}{\lambda_{21}} \exp\left(-\frac{E_2 - E_{2'}}{k_B T}\right). \quad (2.23)$$

さらにこの式を  $T_e$  について解くと、

$$T_e = \frac{E_{2'} - E_2}{\ln(\varepsilon_{21} A_{2'1'} g_{2'} \lambda_{21} / \varepsilon_{2'1'} A_{21} g_2 \lambda_{2'1'})}, \quad (2.24)$$

となる。ここで、 $kT$  を改めて  $T_e$  とした。 $T_e$  および  $E$  の単位は、eV である。式 (2.24) より、スペクトル線の放出係数の絶対値を観測せずとも、自然放出係数ならびに多重度が既知である 2 種類のスペクトル線の相対値から電子温度を見積もることが出来る。

ここで、分光器により計測されるスペクトルの強度は、露光時間内に CCD (Charge coupled device) カメラに達する光の光子エネルギーとその光子数の積、つまり放射エネルギーによって決まる。同一プラズマから放射される波長の異なる光の放射係数は、放射エネルギーと比例関係にあるため、分光器により観測されたスペクトル線の強度比から電子温度を算出することができる。例として、水素の線スペクトルを用い電子温度の計算結果を示す。図 2.5 は、ファイバー分光器 (HR4000 : Ocean Optics 社製) を用いて観測された放電

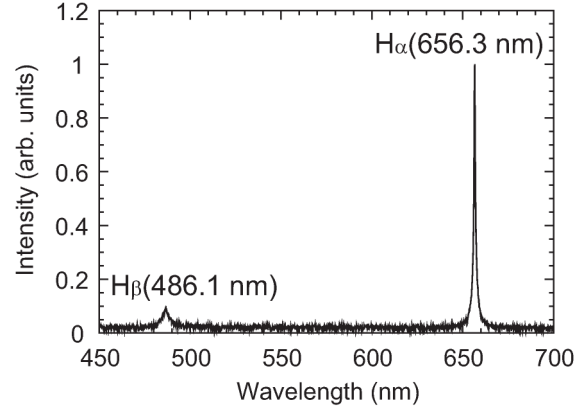


図 2.5: 水素プラズマの発光スペクトル

表 2.2: 水素の線スペクトルの各パラメータ

	$\lambda$ (nm)	$A_g$ ( $s^{-1}$ )	$E$ (eV)
$I_{lm}$ ( $H_\alpha$ )	656.3	$8.98 \times 10^7$	12.09
$I_{l'm'}$ ( $H_\beta$ )	486.1	$1.375 \times 10^7$	12.75

生成水素プラズマの発光スペクトルである．このスペクトルの計測に用いた分光器の装置関数は，波長 656.3 nm に対し 41%，波長 486.1 nm に対し 62% である．これより水素の  $H_\alpha$  線および  $H_\beta$  線の強度比は， $(\varepsilon_{21}/0.41)/(\varepsilon_{2'1'}/0.62) = (1/0.41)/(0.0934/0.62) = 16.3$  である．また，表 2.2 は， $H_\alpha$  線および  $H_\beta$  線の各パラメータの値である．これらの値を式 (2.24) に代入すると，

$$\begin{aligned}
 T_e &= \frac{E_{2'} - E_2}{\ln[\varepsilon_{21}/\varepsilon_{2'1'} \cdot (A_{2'1'}g_{2'}/A_{21}g_2\lambda_{2'})]}, \\
 &= \frac{12.75 - 12.09}{\ln[16.3 \cdot (1.375 \times 10^7 \cdot 656.3/8.98 \times 10^7 \cdot 486.1)]}, \\
 &= \frac{0.66}{\ln(3.36)}, \\
 &\simeq 0.55,
 \end{aligned}$$

となる．このようにしてプラズマの発光スペクトルから，プラズマの電子温度を得ることができる．

## 2.4 放電生成プラズマからの極端紫外光の放射特性

### 2.4.1 極端紫外スペクトルの観測

図 2.6 は，実験装置である．キャピラリー構造をもつテフロンスペーサーをカリウムが塗布された銅電極と銅製の平板電極で挟み込んだ．電極に塗布されたカリウムの表面に

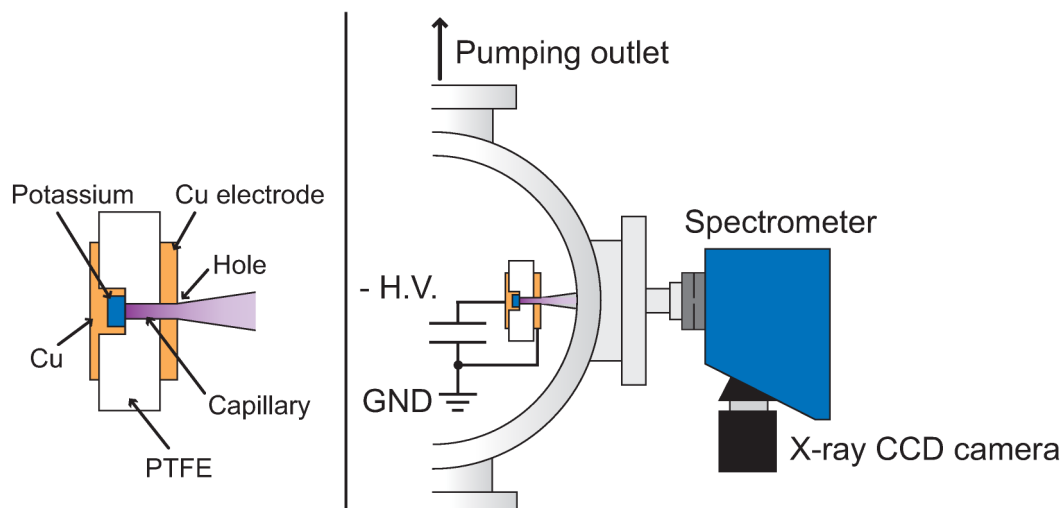


図 2.6: 実験装置図

は、直径がキャピラリーの直径程度、深さが数  $100\ \mu\text{m}$  程度の穴が空いており、ホローカソード形状になっている。これは、カリウムの表面をクリーニングするために実験前に多数回パルスパワー電源を動作させ、アブレーションされることにより、ホローカソード形状を自動的に形成している。キャピラリーの直径と長さのアスペクト比は  $1:2$  とし、直径は  $0.1 - 2\ \text{mm}$  とした。

このキャピラリー電極を真空チェンバー内に設置し、パルスパワー電源 (最大電圧:  $30\ \text{kV}$ , 最大電流:  $250\ \text{A}$ , コンデンサの静電容量:  $2\ \text{nF}$ , 最大繰り返し周波数:  $10\ \text{Hz}$ ) を用い、カリウムプラズマを生成した。電極は負極性であり、高電圧パルスはカリウムを塗布した電極に印加した。放電電圧および放電電流は、それぞれ高電圧プローブおよびログスキーコイルにより計測され、アナログ周波数帯域  $500\ \text{MHz}$ , サンプリング周波数  $2\ \text{GHz}$  のデジタルオシロスコープを用いて時間波形を記録した。図 2.7 は、観測された放電電圧波形 (a) および放電電流波形 (b) である。放電電圧は、電圧印加開始と共に増加し、放電時間が  $100\ \text{ns}$  のときに印加される放電電圧は  $25 - 28\ \text{kV}$  であった。電圧が  $25 - 28\ \text{kV}$  に達したときに放電が開始され、放電電流は放電電圧が最大となる  $100\ \text{ns}$  を境に急激に増加し、その後  $60\ \text{ns}$  程度遅れて最大電流  $200 - 250\ \text{A}$  になる。放電電流波形は半波形状であり、持続時間は  $150 - 170\ \text{ns}$  (FWHM) であった。

ホローカソード形状を有するカリウム電極を真空チェンバー内に設置し、パルスパワー電源により高電圧パルスを印加することにより、カリウムプラズマを生成した。真空チェンバー内は、ターボ分子ポンプにより排気され、到達真空度は  $2.0 \times 10^{-3}\ \text{Pa}$  以下であり、極端紫外光が真空チェンバーの雰囲気内を伝搬する際の酸素や窒素による吸収は無視できると考えている。

キャピラリーの中心軸上に、直入射形の回折格子を備えた X 線分光器 (VM 502: Acton Research Corporation 社製) を接続した。分光器内の真空度もターボ分子ポンプにより排気され、 $1.0 \times 10^{-3}\ \text{Pa}$  以下に保たれている。スリット幅は  $30 - 100\ \mu\text{m}$  で調整

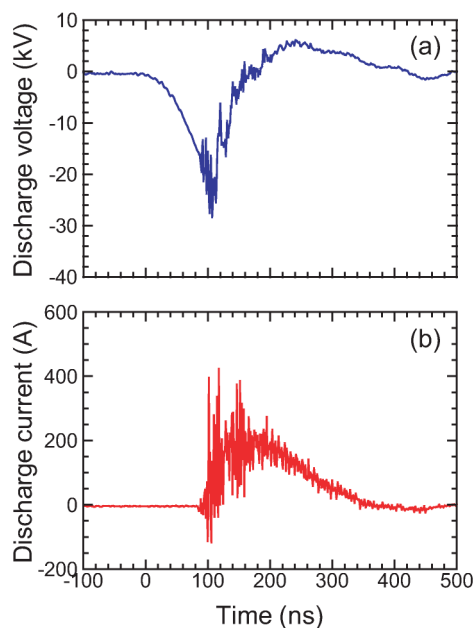


図 2.7: (a) 放電電圧および (b) 電流波形

され、スペクトルを観測する際には、 $30\text{ }\mu\text{m}$  とした。スリットを通過した極端紫外光は、 $1200\text{ line/mm}$  の回折格子により波長分解され、波長  $25 - 100\text{ nm}$  の光は冷却型 X 線 CCD (Charge coupled device) カメラ (PIXIS-XO : 2048B : Princeton Instruments 社製) により検出される。0 次光は検出前に置かれたブロックにより CCD カメラに入らないように遮蔽されている。検出されたスペクトルは PC により処理され、データを保存した。

図 2.8 は、時間積分された極端紫外スペクトルである。このとき放電電圧は  $25\text{ kV}$ 、放電電流は  $200\text{ A}$  であった。図 2.8 (a) は、直径  $1\text{ mm}$  (長さ :  $2\text{ mm}$ ) のキャピラリーを用いて観測されたスペクトルである。波長  $40\text{ nm}$  近傍に帯域幅  $8\text{ nm}$  (FWHM) の広帯域な発光が観測された。波長  $40\text{ nm}$  近傍の発光は、NIST のデータベースを参照するとカリウムの 2 価 - 4 価の発光と炭素の 2 価および 3 価の発光の足し合わせであった。図 2.8 (b) は、直径  $0.5\text{ mm}$  のキャピラリーを用いて観測されたスペクトルである。直径  $1\text{ mm}$  のキャピラリーを用いた結果と比較すると、波長  $40\text{ nm}$  近傍の発光が連続的になっていることが分かる。これは、キャピラリーの直径を小さくすることによりプラズマの膨張が抑制され、より高温なプラズマが生成されたためであると考えられる。この結果を踏まえ、適したキャピラリーサイズを検討するため、直径を変えることによる発光エネルギーの変化を観測した。

図 2.9 は、極端紫外光放射エネルギーのキャピラリーの直径依存性である。ここで、極端紫外光放射エネルギーは、波長  $25 - 60\text{ nm}$  の発光を波長積分することで算出した。これより、キャピラリーの直径を  $0.5\text{ mm}$  とした際に、最も放射エネルギーが大きくなった。キャピラリーの直径が  $0.5\text{ mm}$  以下では、直径が大きくなるにつれ生成されるプラ

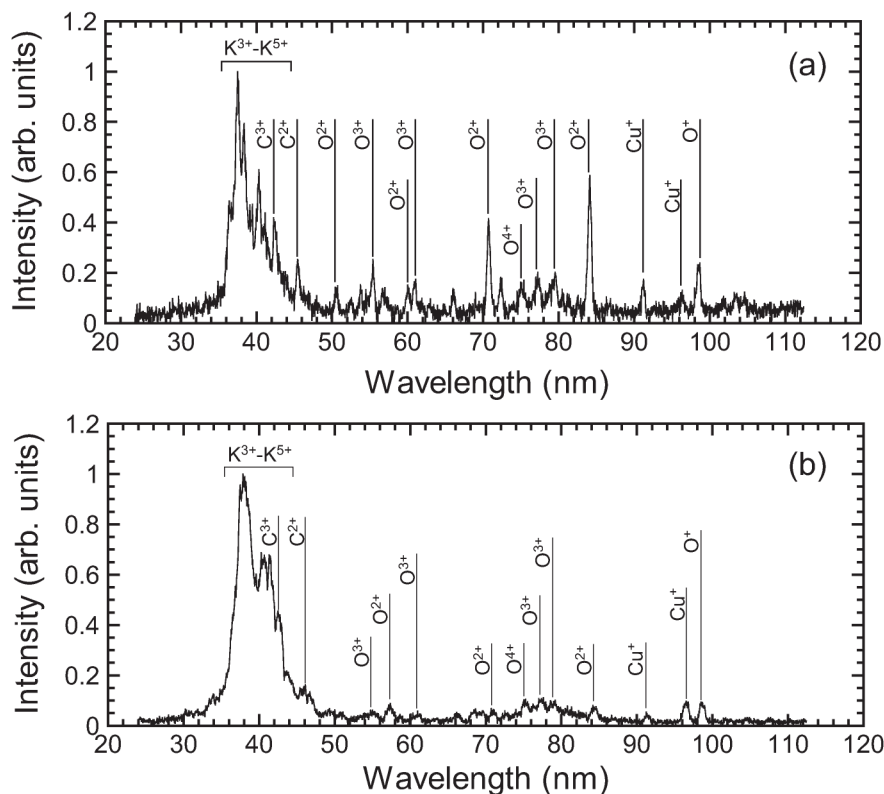


図 2.8: 極端紫外スペクトル

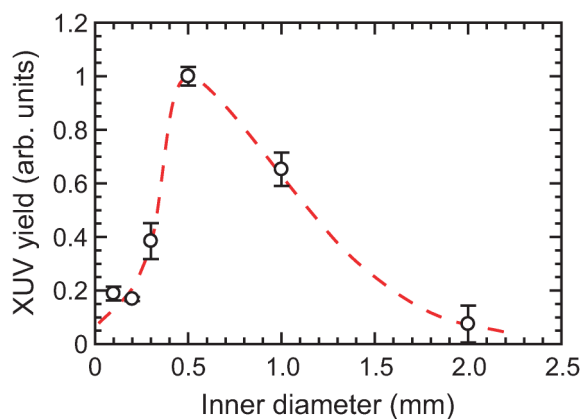


図 2.9: 極端紫外光放射のキャピラリー直径依存性

ズマサイズが増加し、放射エネルギーが増大したと考えている。また、直径が 0.5 mm 以上では、直径が大きくなるにつれてキャピラリー内に注入される電気エネルギー密度が減少し、放射エネルギーが減少したと考えている。この結果より、以降はキャピラリーの直径を 0.5 mm とし実験を行った。

#### 2.4.2 放電生成プラズマのプラズマパラメータの検討

図 2.8 のキャピラリー放電生成プラズマの時間積分極端紫外スペクトルからは、カリウム以外にも炭素や銅、そして酸素の発光ラインも観測された。これらの発光ラインの中

表 2.3: 酸素の線スペクトルの各パラメータ

	$\lambda$ (nm)	$A_g$ ( $s^{-1}$ )	$E$ (eV)
$I_1$ (O III)	70.4	$2.26 \times 10^9$	18
$I_2$ (O III)	83.4	$2.26 \times 10^9$	15
$I_1$ (O IV)	55.4	$9.72 \times 10^9$	22
$I_2$ (O IV)	61.7	$1.04 \times 10^{10}$	20

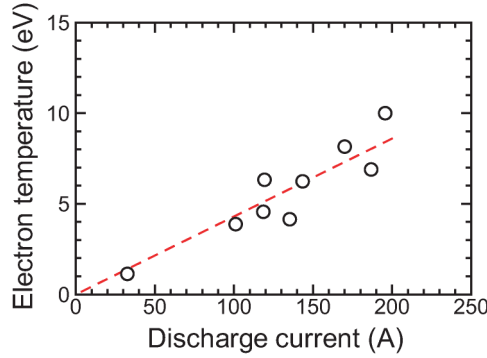


図 2.10: 電子温度の電流値依存性

でも酸素の発光ラインに着目し，算出したプラズマの電子温度からプラズマパラメータの検討を行った．表 2.3 に電子温度の算出に用いた酸素の線スペクトルの各パラメータを示す．酸素の 2 価イオンの線スペクトル (70.4 nm, 83.4 nm) および 3 価イオンの線スペクトル (55.4 nm, 61.7 nm) を用いて電子温度を算出した．電子温度の算出には，式 (2.24) を用いた．

図 2.10 は，電子温度のピーク放電電流値依存性である．ピーク放電電流値が増大するにつれ，電子温度はほぼ線形的に増加し，最大で 10 eV 程度になった．ここで，観測された電子温度が波長 40 nm 近傍に発光を得るのに適しているか検討するために，黒体放射について考える．

図 2.11 は，プランクの放射式から計算される黒体放射のピーク波長と電子温度の関係である．波長 40 nm 近傍に黒体放射スペクトルがピークを持つような黒体の電子温度は，10 eV 程度である．言い換えると，波長 40 nm において最も効率よく発光を得るために適した温度は，10 eV 程度である．このことから，観測された電子温度は，波長 40 nm の発光を得るために適しており，波長 40 nm 近傍の発光は，妥当であると考えられる．

### 2.4.3 放電形態の検討

極端紫外光の放射角度分布を調べることにより，放電により生成されたプラズマの発光に寄与する領域を評価することができる．そこで，図 2.6 の実験装置において，光源である電極対を回転させることにより，放射角度分布を観測した．キャピラリーは，直径 1.0 mm，長さ 2.0 mm とし，放電電流 200 A (放電電圧 20 - 25 kV) での時間積分極端紫外スペクトルを観測した．図 2.12 (a) は放射エネルギーの角度分布である．放射エ

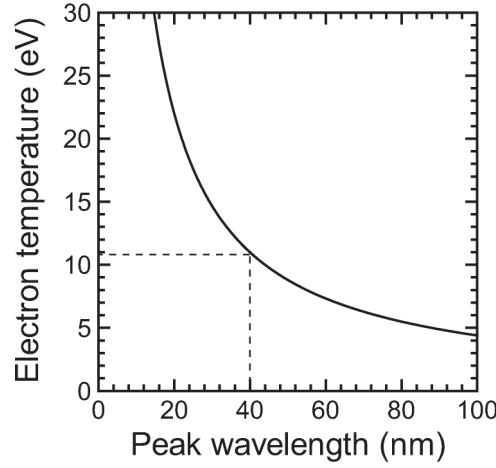


図 2.11: 電子温度のピーク波長依存性

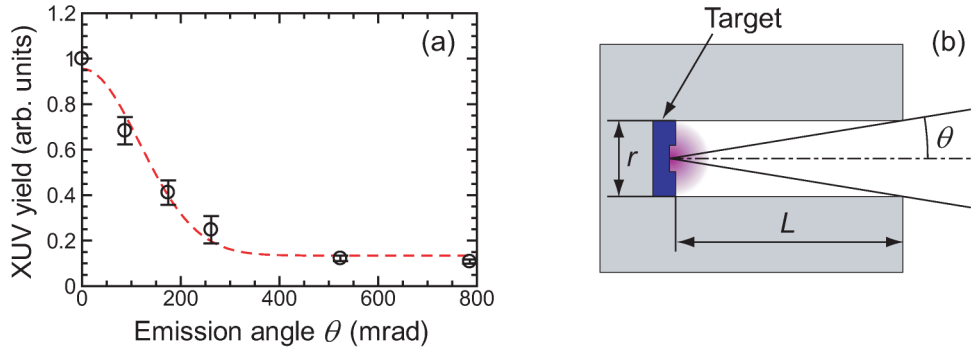


図 2.12: 放射エネルギーの角度依存性 (a), キャピラリーの断面図 (b)

エネルギーは、時間積分極端紫外スペクトルの波長 25 - 60 nm を波長積分した放射エネルギーである。放射エネルギーは、キャピラリー軸方向で最大になり、キャピラリーの中心軸から外れると減少した。この放射エネルギーの角度依存性より、極端紫外光の放射角は、 $2\theta \simeq 300 \text{ mrad}$  (FWHM) であった。

キャピラリー電極に塗布されたカリウムの表面に多価イオンが生成されると仮定し、この領域から極端紫外光が放射されていると仮定すると、図 2.12 (b) のキャピラリー断面図より、放射角度分布  $2\theta$  は、次のように計算される。

$$2\theta = 2 \tan^{-1} \frac{r}{L}, \quad (2.25)$$

$$= 2 \tan^{-1} \frac{0.5}{2.0 + 1.0}, \quad (2.26)$$

$$\simeq 330 \text{ mrad}. \quad (2.27)$$

ここで、 $r$  はキャピラリーの半径、 $L$  はキャピラリーの長さ 2 mm と電極の厚み 1 mm の和である。この様にして放射角は、 $2\theta \simeq 330 \text{ mrad}$  と見積もられ、観測された放射角度分布とほぼ一致した。このことは、キャピラリーの中に満たされているプラズマおよび自由空間中に吹き出しているプラズマは、波長 40 nm 近傍の発光に寄与していないこ

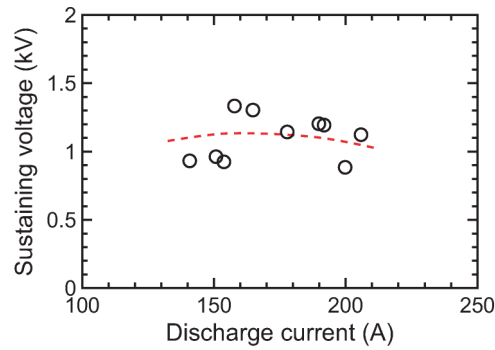


図 2.13: 電流電圧特性

とを示している．また極端紫外スペクトルの形状は，図 2.8 (a) に示したとおりであり，観測される角度によってほとんど変化しなかった．

カリウムの多価イオンが負極性の電極表面に局所的に生成されたことは，以下に述べるようなホローカソード放電過程に起因していると考えている．ホローカソード放電では，シース加速による高エネルギー電子が電極に塗布されたカリウム，蒸気化およびプラズマ化したカリウムに衝突し，多価イオンを生成する．このことから，波長 40 nm の発光に寄与する多価イオンは，カリウム表面に形成されているホロー構造内部に局所的に生成されていると予想される．これは，図 2.12 の極端紫外光の放射角度分布とも矛盾しない．これより，カリウムを塗布した電極に高電圧を印加すると，キャピラリー内部における沿面放電からホローカソード放電に移行し，高温かつ高密度のカリウムプラズマが生成されることにより，波長 40 nm 近傍の発光が得られたのだと考えている．図 2.13 は，維持電圧のピーク電流値依存性である．図に示すよう維持電圧は，ピーク電流値に依存せず，このことから間接的にホローカソード放電形態であったことが示されている．

以上のことから，カリウム表面に形成されたホロー構造の空間にカリウムの多価イオンは局在しており，極端紫外光の放射角度分布は単にキャピラリーのアスペクト比のみに制限されている．従って，アスペクト比を小さくすることにより，極端紫外光の取り出し角度が増加し，放射エネルギーの取り出し効率も増加すると期待される．

#### 2.4.4 放射流体シミュレーションと実験結果の比較検討

PrismSPECT を用いて，放射流体シミュレーションと実験結果の比較検討を行った．図 2.10 の電子温度の電流値依存性より，生成されたプラズマの電子温度は 10 eV 程度であり，カリウムの表面にて局所的に多価イオンが生成されていることを踏まえ，PrismSPECT を用いてカリウムの発光スペクトルを計算した．図 2.14 は，計算されたカリウムの各電子温度における極端紫外スペクトルである．このときの電子密度は  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ，プラズマサイズは  $5 \mu\text{m}$  とし，衝突 - 放射モデルを用いて計算した．

これより観測された極端紫外スペクトルは，図 2.14(d) の電子温度を 12 eV とした時と同様の形状となった．この結果より，波長 40 nm 近傍の発光は，カリウム表面に局所



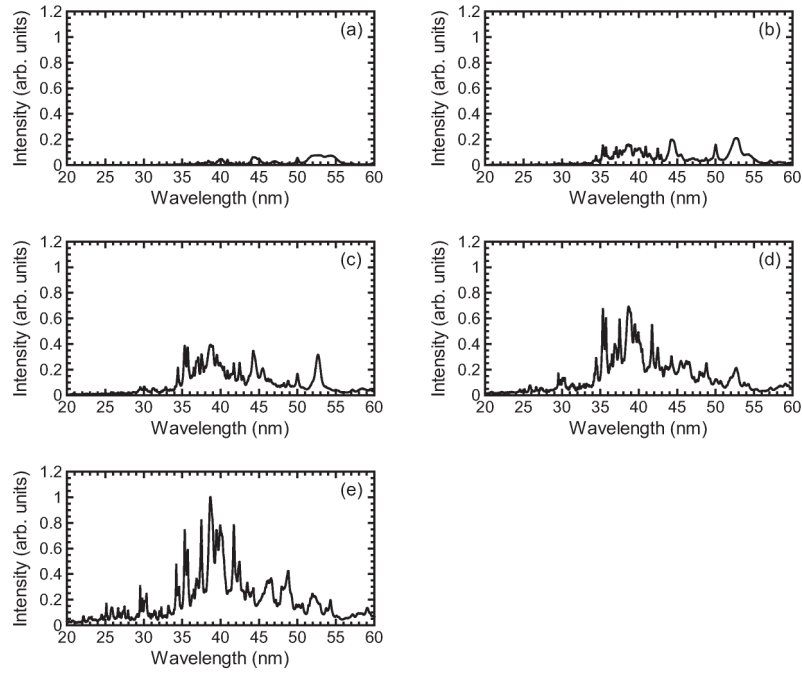


図 2.14: 放射流体シミュレーションにより計算されたカリウムの極端紫外スペクトル (a) 6 eV, (b) 8 eV, (c) 10 eV, (d) 12 eV, (e) 14 eV,

的に生成された電子密度  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , 電子温度 12 eV のプラズマによって放射されたのだと考えられる. また, 極端紫外スペクトルの波長 25 - 60 nm の範囲を波長積分することで, 放射エネルギーを算出し, 観測されたスペクトルと放射流体シミュレーションの結果を比較した.

図 2.15 は, 極端紫外光の放射エネルギーを注入したエネルギーで除した変換効率のピーク放電電流依存性である. 変換効率は, ピーク放電電流値の増大と共に向上した. 放射流体シミュレーションの結果も観測結果と同様の振る舞いを示し, 220 A 程度で最も変換効率が良くなった. また 220 A 以降では, 変換効率は電流値の増大と共に減少した. これは, 電流値が増大するにつれ電子温度が上昇し, 波長 40 nm 近傍の発光に寄与するカリウムイオンのイオン化が進んだためだと考えられる. このことから, 実験において最大電流値である 200 A 程度の時, 効率よく極端紫外光を得ることができていると考えている.

観測された波長 40 nm 近傍の発光に起因するカリウムイオンの価数を Cowan code を用いて検討した. 図 2.16 (a) は, Cowan code を用いて得られた波長 36 - 48 nm におけるカリウムの各価数の振動子強度である. この図より, 波長 40 nm 近傍において発光ラインを有するカリウムイオンは 3 - 6 価イオンである. これらの発光ラインが重なり合えば, 波長 40 nm 近傍に広帯域な発光が観測される. また, 図 2.16 (b) は, 衝突 - 放射モデルを用いて算出した定常状態における電子温度に対するイオン価数分布である. 横軸は電子温度, 縦軸はイオンポピュレーションである. 図 2.14 の計算結果と同様に, イオン密度は  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$  とした. 観測されたカリウムプラズマの電子温度は, 12 eV であり,

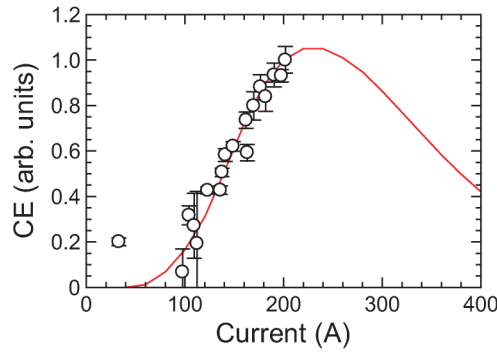


図 2.15: 変換効率の電流値依存性 プロット点: 観測結果, 実線: 放射流体シミュレーション結果

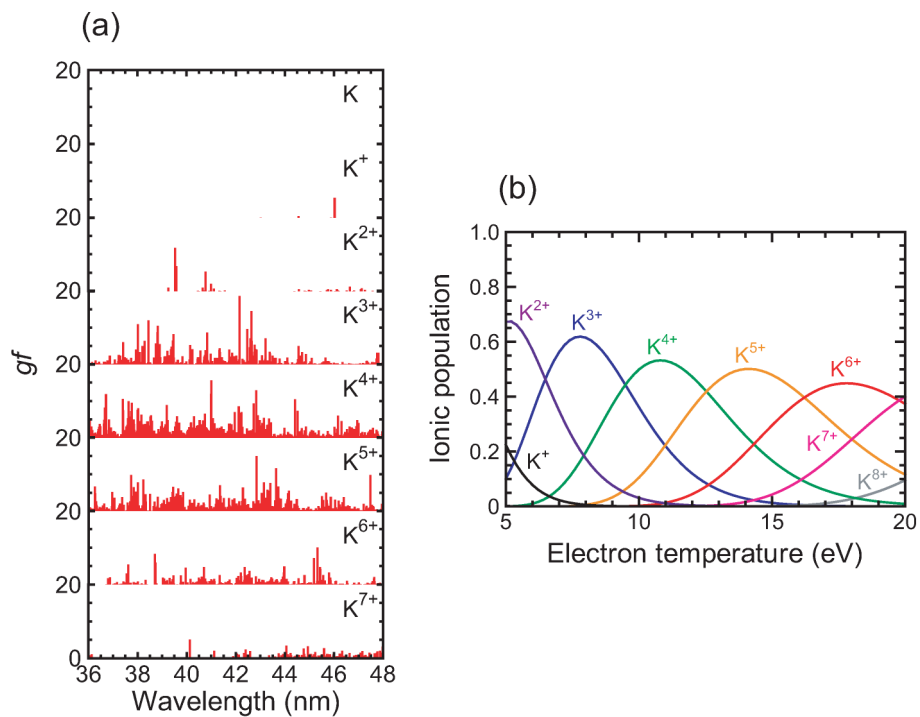


図 2.16: Cowan code によるカリウムの振動子強度 (a), 定常状態における電子温度に対するイオン価数分布 (b)

この温度において優勢なイオンは、3 - 5 価である。これらのことから、放電生成カリウムプラズマは、波長 40 nm 近傍の発光を得るのに適した電子温度になっており、カリウムイオンの 3 - 5 価の発光ラインの重ね合わせによって、広帯域な発光が観測されたと考えている。

## 2.5 まとめ

アルカリ金属のカリウムを用い、パルスパワー技術により放電生成カリウムプラズマから放射される極端紫外光の放射特性を明らかにした。内径 0.5 mm, 長さ 1 mm のキャピラリー電極を用いて、放電電圧 25 kV, 放電電流 200 A のパルスパワー放電により、

波長 40 nm 近傍に帯域幅 8 nm (FWHM) の極端紫外光が観測された.

生成されたプラズマの電子温度は, ピーク電流値 200 A のときに 10 eV 程度であった. 放射角度分布からカリウムの多価イオンは, カリウム表面に局在していると考えられる. また, 電流電圧特性からホローカソード放電の可能性が示唆された. 沿面放電からホローカソード放電へ移行することで, カリウム表面のホロー構造部にてカリウム多価イオンを含む高温プラズマが生成されていると考えている.

放射特性からプラズマパラメータを推定し, 放射流体シミュレーションにより数値計算を行い, 電子密度  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , 電子温度 12 eV とした際に実験結果と同様のスペクトルが得られた. カリウムイオンの各価数の振動子強度より, 3 - 5 価イオンが主に波長 40 nm 近傍の発光ラインを有することが計算された. イオン価数分布の電子温度依存性より, 観測された電子温度は, 3 - 5 価イオンが優勢となる電子温度となっており, 効率よく波長 40 nm の発光を得ることが出来る条件であった.

## 第3章 レーザー生成プラズマからの極端紫外光発生

### 3.1 背景

第2章で述べたように、キャピラリー構造を持つ電極を用いた放電生成カリウムプラズマから波長 40 nm 近傍に発光を観測した。しかしながら、生成されたプラズマには、カリウムの他に電極材料に含まれる炭素、酸素、銅などの多価イオンの共鳴線も重なり合っている。そのため、カリウムプラズマの放射特性を明らかにするためには、その他の媒質が混入しないような状態を作り出す必要がある。そこで、自由空間に生成可能で、電極材料に含まれている炭素、酸素、銅の発光を軽減することのできるレーザー生成カリウムプラズマを用い、カリウムプラズマ極端紫外スペクトルを観測した。レーザー生成プラズマは、レーザーのエネルギーや照射面積、波長などを変化させることで電子温度や電子密度といったプラズマパラメータを変更できる。そのため、放電生成カリウムプラズマと近いプラズマ状態をレーザー生成プラズマにより再現できると考えられる。また、レーザー生成カリウムプラズマの極端紫外域における詳細な分光データは報告されていない。

レーザー生成カリウムプラズマと放電生成カリウムプラズマの比較および波長 40 nm 近傍のスペクトルのより詳細な分光を行った。線対法や放射流体シミュレーションを用いて電子温度の評価を行った。また、カリウムプラズマからの極端紫外光放射の時間的振る舞い明らかにした。

### 3.2 レーザー生成プラズマ

高出力のレーザーをターゲットに集光照射すると、ターゲット表面で急速に昇華、電離が起こり、低温ながら高密度のプラズマが生成される。その後、レーザーとプラズマの相互作用によりレーザーエネルギーはプラズマに吸収され、プラズマの温度は数百 eV にまで上昇する。このような高温・高密度のプラズマからは、極端紫外域はもちろん、赤外線から X 線領域に至る広帯域な電磁波が放射される。高温・高密度のプラズマ生成時間は、入射したレーザーのパルス幅程度である。

レーザー生成プラズマから放射される電磁波の特性は、ターゲット媒質およびプラズマの温度、密度、大きさ (特性長) に依存する。プラズマの温度、密度、大きさ (特性長) は、レーザー波長やレーザー強度、パルス幅など様々な要素によって変化する。本節で

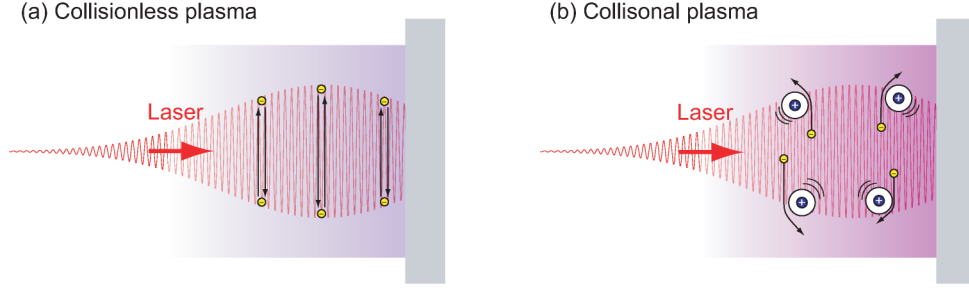


図 3.1: (a) 非衝突プラズマと (b) 衝突プラズマへのレーザー入射

は、レーザーにより生成される固体プラズマについて述べる。

### 3.2.1 プラズマによるレーザーの吸収機構

レーザーパルスを固体に照射すると、パルスの裾野の強度の弱い部分では、大部分のレーザーは反射されるが、一部は  $\delta \simeq c/\omega_p$  で表される表皮深さで吸収される。これにより固体は加熱され、融解、気化が起こる。レーザーパルスの強度の高い部分が気化した領域に入射すると、多光子吸収や熱電子放出による電離が生じ、プラズマが生成される。ここで、P. 60 の式 (4.1) に示すようにレーザーの電場  $E = E_0 \sin(\omega_0 t)$  により、プラズマ中の電子は周波数  $\omega_0$  で振動するクイバー運動を行うようになる。クイバー運動を行う電子の運動方程式は、イオンとの衝突による緩和を含め、

$$m_e \frac{dv_e}{dt} = eE_0 \sin(\omega_0 t) - m_e \nu_{ei} v, \quad (3.1)$$

と表される。ここで、 $m_e$ ,  $v_e$ ,  $e$  はそれぞれ電子の質量、速度、電荷である。図 3.1 は、プラズマ中にレーザー入射した場合の電子の振る舞いを表した図である。図 3.1(a) に示すよう、レーザーによる式 (3.1) の右辺第 2 項の衝突項がない場合は、電子と光は  $90^\circ$  の位相差を保って振動するため、レーザーのエネルギーはプラズマに吸収されない。それに対し、図 3.1 (b) に示すように、電子がイオンと衝突すると振動の位相が変わり、ジュール加熱  $J \cdot E \propto v \cdot E$  によりレーザーのエネルギーを吸収し電子が加熱される。加熱電子の運動エネルギーが原子のイオン化エネルギーを超えると最外殻電子が電離し自由電子が生成される。この過程が繰り返し起こることで雪崩的にイオン化が進行し、自由電子と多価イオンで構成されるプラズマが生成される。この吸収過程は、古典吸収と呼ばれる。古典吸収は衝突を通じて起こるので、密度の 2 乗に比例して吸収率が高くなる。

電子とイオンはクーロン力で相互作用し、平衡位置を中心として集団的な振動をしている。電子の集団振動であるプラズマ振動の角周波数  $\omega_p$  は、後述するように (P.69),

$$\omega_p^2 = e^2 n_e / \epsilon_0 m_e, \quad (3.2)$$

で与えられる。プラズマ振動数がレーザーの振動数より大きいと、プラズマ振動により電

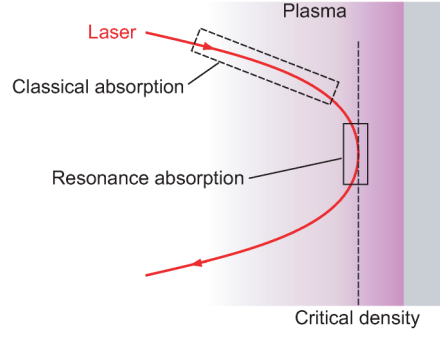


図 3.2: 密度勾配をもつプラズマ中でのレーザーの伝搬と吸収

磁波は完全に遮蔽されるため、レーザーはプラズマ中を伝搬することができない。レーザーがプラズマ中を伝搬する際、レーザーの振動数  $\omega_0$  とプラズマ振動数  $\omega_p$  が等しくなる電子密度 (臨界密度  $n_c$ ) まで伝搬することができる。式 (3.2) と  $\omega_0 = \omega_p$  より、

$$n_c = \frac{\varepsilon_0 m}{e^2} \omega_0^2 = \frac{\varepsilon_0 m}{e^2} \left( \frac{2\pi c}{\lambda_0} \right)^2 = \frac{4\pi^2 c \varepsilon_0 m}{e^2 \lambda_0^2}, \quad (3.3)$$

$$n_c = 1.12 \times 10^{21} (\lambda_0 [\mu\text{m}])^{-2} [\text{cm}^{-3}]. \quad (3.4)$$

ここで式 (3.3) から式 (3.4) への式変形には、電子の質量  $m_e = 9.11 \times 10^{-31} \text{ kg}$ 、真空中の光速  $c = 3.00 \times 10^8 \text{ m/s}$ 、真空中の誘電率  $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$ 、電気素量  $e = 1.60 \times 10^{-19} \text{ C}$  を代入し計算した。臨界密度は、波長の 2 乗に反比例し、実験に用いた Nd: YAG レーザーの基本波 ( $\lambda = 1064 \text{ nm}$ ) および 2 倍波 ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ ) に対する臨界密度は、それぞれ  $n_c \simeq 1.1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  および  $n_c \simeq 4.0 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  となる。

図 (3.2) は、密度勾配をもつプラズマ中におけるレーザーの伝搬と吸収を表している。p 偏光 (紙面と平行な方向に偏光) のレーザーが臨界密度に達すると、レーザーの電場振動と共鳴しプラズマ振動が励起される。この過程を共鳴吸収と呼ぶ。スケール長の長いプラズマ中をレーザーが伝搬する場合は、臨界密度に達する前に古典吸収によりレーザーのエネルギーは吸収される。レーザーのパルス幅が短い、あるいは波長が長い場合は、衝突プラズマ内を伝搬する時間が短いため、古典吸収が少なくなり、主として共鳴吸収によりレーザーのエネルギーは吸収される。この場合、臨界密度付近に励起された大きな振幅のプラズマ波により高エネルギー電子が生成され、その結果高エネルギーの X 線が放出されるようになる。

### 3.2.2 プラズマの光学的不透明度

プラズマ中における電子遷移により極端紫外光は等方的に放射されるが、光学的に厚い領域では、プラズマ自身により光の自己吸収が生じる。そのため、プラズマ内部で放射されたすべての極端紫外光がプラズマ外部に放射されるわけではない。

光の吸収は、オパシティ (プラズマの光学的不透明度) によって定量化される。図 3.3 は、オパシティの概念図である。図中の各パラメータを用いて光学的不透明度  $\tau$  は、次

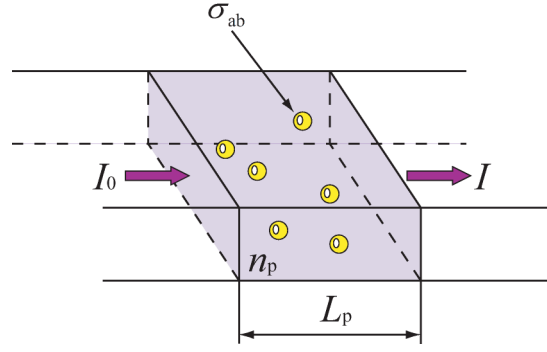


図 3.3: オパシティの概念図

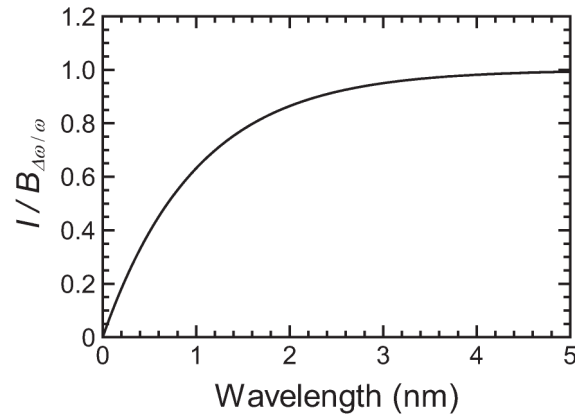


図 3.4: 放射強度のプラズマの光学的不透明度依存性

式で表される.

$$\tau = \sigma_{ab} \cdot n_p \cdot L_p. \quad (3.5)$$

オパシティの大きなプラズマは, 光のエネルギーを吸収するため, 放射に対して不透明である. 逆にオパシティが小さなプラズマは, 放射に対して透明であり, プラズマ内部からの放射をそのまま外部に放射する. プラズマからの放射強度  $I$  は, 黒体放射強度  $B_{\Delta\omega/\omega}$  を用いると,

$$I = B_{\Delta\omega/\omega}(1 - e^{-\tau}), \quad (3.6)$$

と表される. 図 3.4 は, 式 (3.6) を用いて得られるプラズマからの放射強度の光学的不透明度依存性である. 横軸は光学的不透明度  $\tau$ , 縦軸はプラズマからの放射強度  $I$  を黒体放射強度  $B_{\Delta\omega/\omega}$  で除した値である.  $\tau \ll 1$  の場合, 放射光の再吸収効果は無視され, プラズマは光学的に薄いといわれる. 反対に  $\tau \gg 1$  の場合は, 光学的に厚いといわれ, 放射強度は黒体放射強度に近づく.

プラズマから放射される極端紫外光は, プラズマ内部で放射された全ての極端紫外光から自己吸収された極端紫外光を差し引いたものとなる. つまり, プラズマの光学的不透明度は実効的な極端紫外光放射の重要な要素となる.

### 3.3 実験装置

#### 3.3.1 レーザー生成カリウムプラズマからの極端紫外光の観測

図 3.5 は、実験装置である。厚さ 1 mm の平板カリウムを真空チェンバー内に設置し、Nd: YAG レーザー (Powerlite 9010: Continuum 社製) を用いてプラズマ化し、X 線分光器 (VM502: Acton Research Corporation 社製) により分光計測を行った。

レーザーは、基本波 (波長: 1064 nm, 最大エネルギー: 2 J, パルス幅 (半値全幅): 10 ns) および 2 倍波 (波長: 532 nm, 最大エネルギー: 1 J, パルス幅 (半値全幅): 8 ns) を用いた。集光径は、500  $\mu\text{m}$  とし、実験を行った。これは、放電生成カリウムプラズマを発生させる時に用いられたキャピラリー径の大きさ 500  $\mu\text{m}$  と同じ光源サイズにするためである。集光径は、ビームプロファイラー (BeamStar FX 50: OPHIR 社製) を使い、ナイフエッジ法により観測した。また、レーザーエネルギーは、レーザーエネルギーメーター (30A-AN/2: OPHIR 社製) を用いて計測された。

プラズマ媒質である平板カリウムは、入射レーザーに対して 45° とした。極端紫外光は酸素および窒素により吸収されるため、真空チェンバーはスクロールポンプ (ISP-250B: アネルバ岩田 社製) によって 10 Pa 程度まで真空引きされた後、ターボ分子ポンプ (TG-1003: 大阪真空社製) により  $10^{-3}$  Pa 以下まで真空引きした。さらに、極端紫外領域には透過光学素子はないため、レーザーによって生成されるプラズマと計測器の間に窓材はなく、高真空で接続されている。

レーザー生成カリウムプラズマからの発光は、直入射型の X 線分光器 (VM502: Acton Research Corporation 社製) により観測された。分光器は、ターゲットの法線方向から  $\theta = 45^\circ$  の方向に設置し、スリット幅は 30  $\mu\text{m}$  とした。スリットを通過した極端紫外光は 1200 lines/mm の回折格子により波長分解され、波長 20 - 100 nm の光は、冷却型 X 線 CCD (Charge coupled device) カメラ (PIXIS-XO: 2048B: Princeton Instruments 社製) により検出された。分光器の分解能は、0.2 nm であった。

図 3.5 の X 線 CCD カメラを光電子増倍管 (R928: 浜松フォトニクス 社製) に変更し、極端紫外光時間分解波形計測を行った。分光計測と同様に X 線分光器に入射された極端紫外光は、回折格子に波長分解され、スリット幅 30  $\mu\text{m}$  のスリットを通過し、光電子増倍管に入射する。光電子増倍管には、外部電源 (浜松フォトニクス 社製) により、1.1 kV の直流電圧を印加した。光電子増倍管から出力される電気信号は、フォトンカウンタ (SR430: Stanford Research Systems 社製) によって観測された。このとき光電子増倍管には、波長 39 nm の光が入射するようスリット (スリット幅: 30  $\mu\text{m}$ ) により制限した。

#### 3.3.2 ダブルパルスレーザーによる極端紫外光の観測

カリウムプラズマによる自己吸収効果の影響を検証するため、ダブルパルス照射による極端紫外光の観測を行った。プラズマパラメータの能動的制御のために 2 台の Nd:YAG



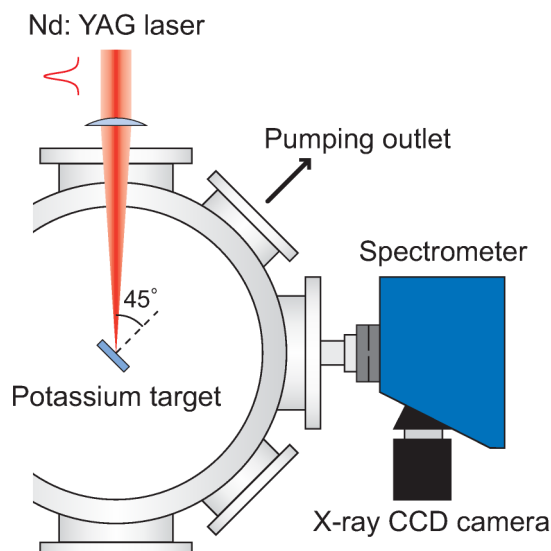


図 3.5: レーザー生成カリウムプラズマ極端紫外光源実験装置

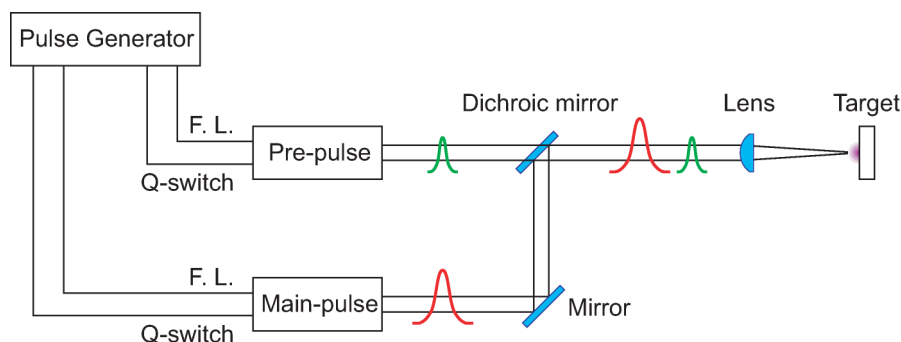


図 3.6: ダブルパルスレーザー照射時の実験装置

表 3.1: ダブルパルスレーザー照射時のレーザーパラメータ

	波長 (nm)	レーザーエネルギー (mJ)	パルス幅 (ns)
メインパルス	1064	480	10
プリパルス	532	20	8

レーザーを用いたダブルパルス照射を行った．図 3.6 は，ダブルパルス照射時の実験装置図である．使用した検出器等の配置は，3.3.1 節のレーザー生成カリウムプラズマ極端紫外光源実験装置と同様である．実験に用いたレーザーは，いずれも Continuum 社製の Nd:YAG レーザーであり，メインパルスに Powerlite 9010 を，プリパルスに Surelite SLI-10 を用いた．2 つのレーザー光は，ダイクロイックミラーを用いて同軸上に合わせ，焦点距離 12 cm のレンズを用いてターゲットに集光照射した．

表 3.1 は，ダブルパルス照射時のレーザーパラメータである．

メインパルスにより生成されたプラズマの電子温度が，12 eV 程度となるようにレーザー強度  $2 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$  (480 mJ) とした．また，プリパルスのレーザーエネルギーは，プラズマを生成しつつ極端紫外光が観測されない 20 mJ とした．図は，プリパルスのみ

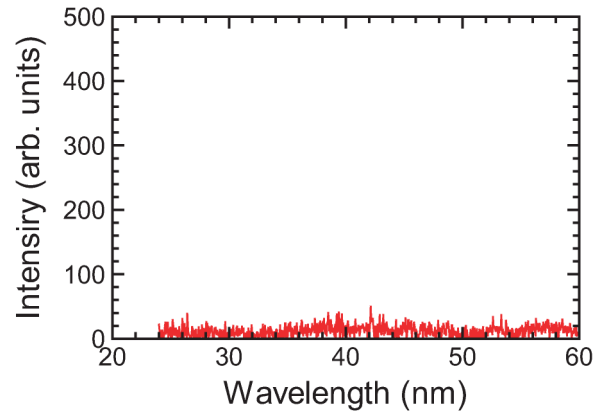


図 3.7: プリパルスのみを照射した際の極端紫外スペクトル

を照射した時の極端紫外スペクトルである．20 mJ に設定することで，プラズマは生成されるが，極端紫外光は観測されない．

2 台のレーザーの駆動には，遅延発生器 (DG645: Stanford Research Systems 社製) を用いて入射タイミングを制御した．

### 3.4 レーザー生成プラズマからの極端紫外光のスペクトル挙動

#### 3.4.1 レーザー生成カリウムプラズマからの極端紫外光の観測および放電生成カリウムプラズマとの比較検討

図 3.8 は，観測された (a) 放電生成カリウムプラズマの極端紫外スペクトルおよび (b) レーザー生成カリウムプラズマの極端紫外スペクトルである．横軸は波長，縦軸はそれぞれの最大値で規格化された発光強度である．図 3.8 (a) は，直径  $500\text{ }\mu\text{m}$ ，長さ  $1\text{ mm}$  のキャピラリーを用い，最大放電電流  $200\text{ A}$  のときに観測された放電生成カリウムプラズマの発光スペクトルである．図 3.8 (b) は，波長  $1064\text{ nm}$ ，レーザー強度  $2.4 \times 10^{10}\text{ W/cm}^2$ ，集光径  $500\text{ }\mu\text{m}$  (FWHM) のときに観測されたレーザー生成カリウムプラズマの発光スペクトルである．どちらの場合も，波長  $40\text{ nm}$  近傍に広帯域な発光が観測された．この発光は，カリウムの  $2 - 4$  価イオンの発光の重ね合わせである．放電生成カリウムプラズマの発光スペクトルでは，カリウムの他にも，キャピラリー電極に含まれる炭素 ( $\text{C}^{2+}$ ,  $\text{C}^{3+}$ ) や銅 ( $\text{Cu}^+$ ) の発光が観測された．また，酸素 ( $\text{O}^{2+} - \text{O}^{4+}$ ) の発光強度は，放電生成プラズマにより比べ，レーザー生成プラズマの方がカリウムの発光強度より相対的に弱いことが観測された．これらのことから，放電生成カリウムプラズマよりもレーザー生成カリウムプラズマを用いることで，純粋なカリウムプラズマの発光を観測出来ることが分かった．

#### 3.4.2 波長 $40\text{ nm}$ 近傍におけるレーザー生成カリウムプラズマの分光

図 3.9 は，図 3.8 (b) の波長  $30 - 50\text{ nm}$  の波長域を拡大した発光スペクトルである．発光



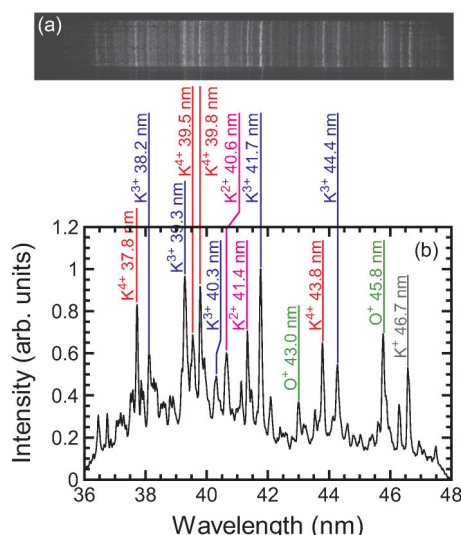


図 3.10: 高分解能分光器を用いて観測されたレーザー生成カリウムプラズマの極端紫外スペクトル

ペクトルは発光強度が増加し、広帯域なスペクトルになっている。

図 3.9 を観測した分光器よりも高分解能な分光器を用いて、より詳細な発光スペクトルの同定を行った。Nd: YAG レーザー [波長: 1064 nm, 最大エネルギー: 800 mJ, パルス幅: 20 ns (FWHM)] を焦点距離  $f = 160$  mm のレンズを用いてカリウム平板に集光照射し、プラズマを生成した。このときの集光径は  $300\text{ }\mu\text{m}$  とし、レーザー強度は  $5.7 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$  であった。図 3.10 は、高分解能分光器で観測されたレーザー生成カリウムプラズマの極端紫外スペクトルである。図 3.10(a) は、発光スペクトルの二次元画像であり、図 3.10(b) は、二次元画像を縦方向に積算することで得られた発光スペクトルである。発光スペクトルの同定は、図 3.9 と同様に NIST (National institute of standards and technology) の Atomic spectra databases line form を参照した。波長 40 nm 近傍の発光は、主にカリウムの 3 - 4 価イオンによる発光であることが観測された。図 3.9 とスペクトル形状が異なっているのは、分解能が異なるためであると考えられる。またレーザーのパルス幅が長くなっているため、プラズマの温度が上昇し多価イオンのプラズマサイズが大きくなることで自己吸収されやすくなり、短波長側の発光強度が減少していると考えられる。

### 3.4.3 電子温度のレーザー強度依存性

レーザー生成カリウムプラズマを生成する時と同条件下において酸素の発光スペクトルを観測し、レーザー強度を変化させることによる酸素の発光ラインの強度比からそれぞれのレーザー強度における電子温度を算出した。酸素プラズマはカリウムプラズマよりも光学的厚みが薄く、自己吸収の影響を受けにくい。そのため、電子温度の算出には酸素の発光ラインを用いている。カリウムをプラズマ媒質とし観測された発光スペクトルも酸素の発光ラインを含んでいるが、カリウムに比べ酸素の発光強度は低く、明らか

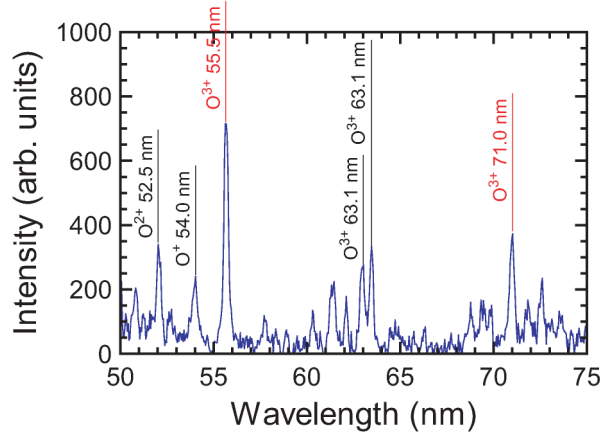


図 3.11: レーザー生成酸素プラズマの極端紫外スペクトル

表 3.2: 酸素の線スペクトルの各パラメータ

	$\lambda$ (nm)	$I$ (arb. units)	$Ag$ ( $s^{-1}$ )	$E$ (eV)
$I_1(\text{O IV})$	55.5	717.8	$4.82 \times 10^9$	22
$I_2(\text{O IV})$	71.0	371.8	$2.14 \times 10^{10}$	17

に酸素の発光ラインであると断定できない．そこで，水をプラズマ媒質として用いることで酸素の発光ラインを得た．Nd: YAG レーザーの基本波 (波長: 1064 nm) を用いた際，レーザー強度は  $1.1 \times 10^{10} - 2.3 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$  とした．また，2 倍波 (波長: 532 nm) の時，レーザー強度は  $3.8 \times 10^{10} - 5.2 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$  とした．電子温度は，2.3.3 小節で述べた線対法を用い算出した．

図 3.11 は，波長 50 - 75 nm における酸素の発光スペクトルである．この時用いたレーザーの波長は 1064 nm，レーザー強度は  $2.3 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ ，ターゲット表面におけるレーザーの集光径は  $500 \mu\text{m}$  であった．電子温度の算出には，酸素の 3 価イオンの発光ラインを用いた．表 3.2 に示すパラメータは電子温度の算出に用いたパラメータであり，NIST (National institute of standards and technology) の Atomic spectra database lines form を参照した．

式 (2.24) に表 3.2 の各パラメータを代入し電子温度を算出した．これより，電子温度は， $T_e = 12.2 \text{ eV}$  となった．図 3.12 は，PrismSPECT によって計算された各電子温度における酸素の発光スペクトルである．電子密度は， $10^{20} \text{ cm}^{-3}$  とした．観測されたスペクトルは，電子温度を 10 eV とし計算された図 3.12 (b) のスペクトルと同様の形状であった．観測されたスペクトルは時間積分スペクトルであるため，刻々と変化するプラズマからの発光をすべて積算している．これに対し PrismSPECT によって計算されたスペクトルは，定常状態を仮定しているため一定のパラメータのプラズマからの発光を示している．このことを踏まえると，線対法により計算された電子温度 12.2 eV は，妥当であると考えられる．

図 3.13 は，電子温度のレーザー強度依存性である．各レーザー強度において観測され

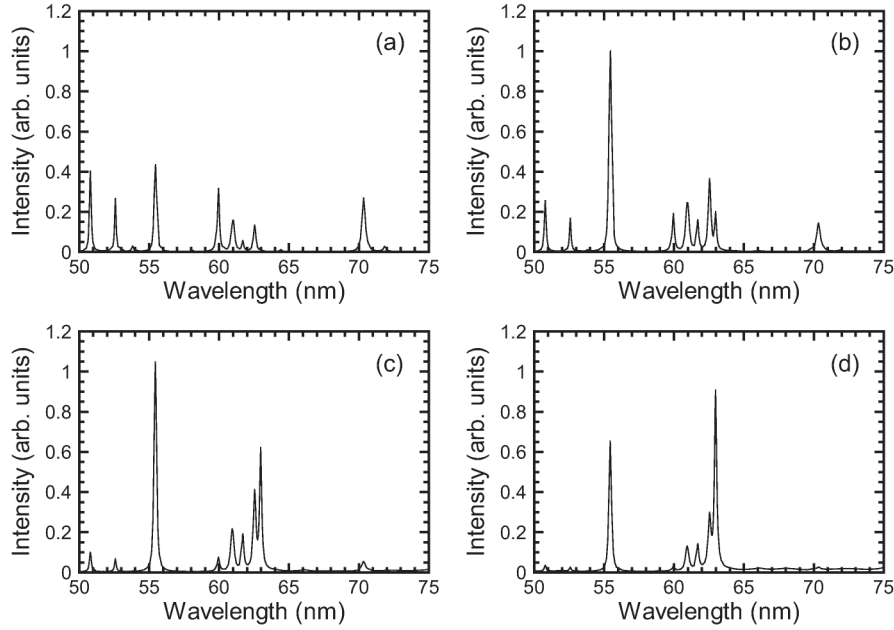


図 3.12: PrismSPECT を用いて計算された各電子温度における酸素プラズマの発光スペクトル (a) 8 eV, (b) 10 eV, (c) 12 eV, (d) 14 eV

た酸素の発光スペクトルから線対法を用いて算出した電子温度と HELIOS を用いて計算された電子温度を示している．丸および四角のプロット点は Nd: YAG レーザーの基本波 (波長 1064 nm) および 2 倍波 (532 nm) の実験結果であり，赤および緑の実線は媒質を酸素とし HELIOS により得られた基本波および 2 倍波の計算結果，赤および緑の破線はカリウムを媒質とし HELIOS により得られた基本波および 2 倍波の計算結果をそれぞれ示している．実験結果は時間積分分光器により観測された結果であるため平均化された電子温度であるのに対し，HELIOS による計算では媒質にレーザーが照射されてから時々刻々と変化する電子温度や電子密度などのプラズマパラメータが得られる．そのため，HELIOS を用いた計算結果はいずれの場合もプラズマの発光時間が 200 ns 程度であると仮定し，時間平均電子温度を算出している．

酸素を媒質とした Nd: YAG レーザーの基本波の場合，実験結果は計算結果と同様の振る舞いを示した．一方で 2 倍波を用いた場合，いずれの実験結果も 2 - 3 eV 程度計算結果より小さくなった．ここでレーザーの臨界密度において逆制動放射による吸収が生じているとすると，プラズマの電子温度は，レーザー強度を関数として簡便なエネルギー平衡の式で以下のように表せる．

$$T_e \propto (I_L \lambda_L^2)^{2/3}. \quad (3.7)$$

$T_e$  (eV) は電子温度， $I_L$  (W/cm<sup>2</sup>) および  $\lambda_L$  ( $\mu$ m) はレーザーの強度および波長である．式 (3.7) より，電子温度はレーザー強度の 2/3 乗に比例することと長波長のレーザーほど高温になることが分かる．実験結果では基本波を用いた場合のフィッティング曲線は

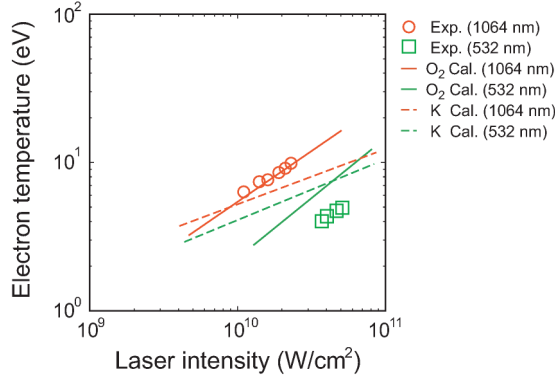


図 3.13: 電子温度のレーザー強度依存性

$T_e \simeq 7.6 \times 10^{-6} I_L^{0.59}$  であり, 2 倍波を用いた場合は  $T_e \simeq 8.9 \times 10^{-7} I_L^{0.63}$  であった. 式 (3.7) と比較すると基本波と 2 倍波のいずれの場合も電子温度はレーザー強度の  $2/3$  乗程度に比例していることから, 主な吸収過程は逆制動放射であると考えられる.

それに対しカリウムを媒質とした HELIOS の計算結果のフィッティング曲線は, 基本波の場合  $T_e \simeq 9.8 \times 10^{-4} I_L^{0.37}$  であり, 2 倍波の場合  $T_e \simeq 3.2 \times 10^{-4} I_L^{0.41}$  であった. いずれも電子温度はレーザー強度の  $2/5$  乗程度に比例しており, 酸素の発光スペクトルから算出した結果とは異なる傾向となった. しかしながらレーザー強度が  $5 \times 10^9 - 1 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$  の範囲では, HELIOS により計算されたカリウムの電子温度は, 酸素の発光ラインより算出した電子温度と数 eV しか差はないため, カリウムの電子温度は酸素と同程度であると考えることが出来る. このことから図 (3.13) より, 10 eV 程度の時間平均電子温度を実現するためには, Nd: YAG レーザーの基本波の場合  $3 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ , 2 倍波の場合  $1 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$  程度のレーザー強度が必要である.

図 3.14 は, Nd: YAG レーザーの基本波 (波長 1064 nm) を用いた各電子温度におけるレーザー生成カリウムプラズマの極端紫外スペクトルの観測結果および PrismSPECT による計算結果である. このとき集光径は  $500 \mu\text{m}$  で一定とした. 観測結果および計算結果の発光強度は, 電子温度を 14 eV とした時のそれぞれの最大値で規格化した. 図 3.14(a) - (h) のいずれの場合も波長 40 nm 近傍に広帯域な発光が観測された. スペクトルの形状は観測結果の方が計算結果よりも広帯域であった. これは隣り合う線スペクトルを分光器の分解能では分光しきれずに足し合わさったため, もしくはカリウム表面の酸化膜に含まれる酸素の発光が加わったためであると考えられる. また, それぞれの電子温度において観測結果と計算結果を比較するとほぼ同程度の強度比であった. これより, 観測結果の電子温度は, 計算で設定した電子温度に対応していると考えられ, 酸素の発光スペクトルから線対法により算出した電子温度は妥当であると考えられる.

#### 3.4.4 極端紫外光の発光時間

極端紫外光の発光時間から発光に寄与するカリウムイオンの寿命が分かる. このイオンの寿命を放射流体シミュレーションの結果と比較することで, プラズマの挙動がより



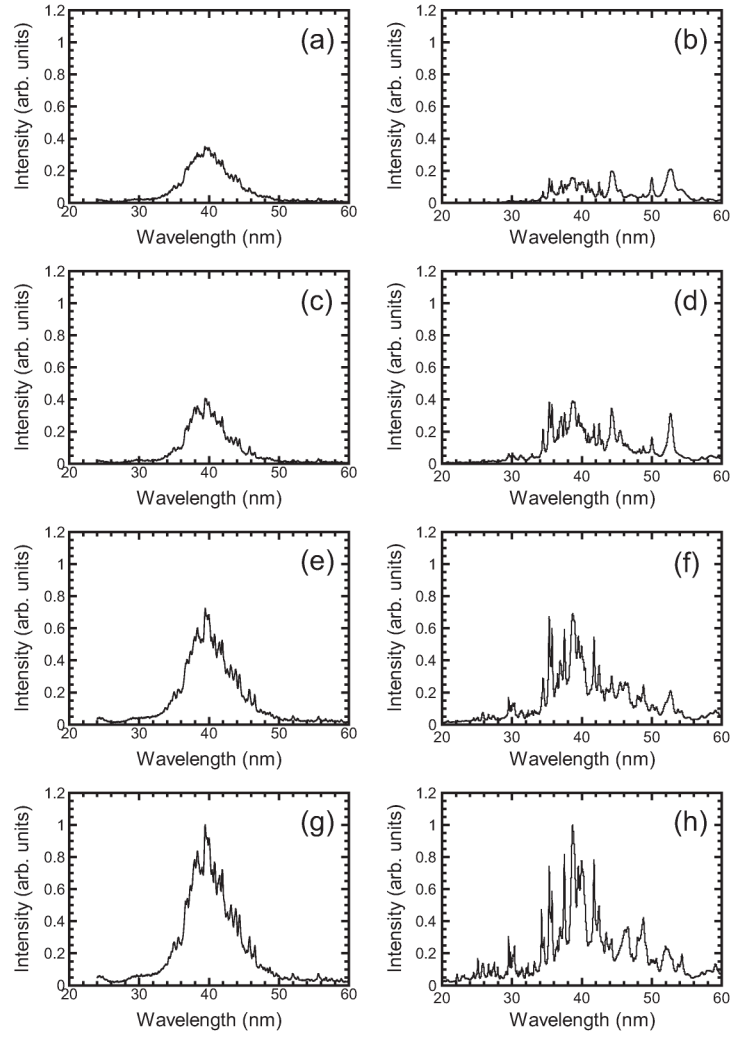


図 3.14: 観測された各電子温度におけるレーザー生成カリウムプラズマの発光スペクトル (a) 8 eV, (c) 10 eV, (e) 12 eV, (g) 14 eV, PrismSPECT によって計算されたレーザー生成カリウムプラズマの発光スペクトル (b) 8 eV, (d) 10 eV, (f) 12 eV, (h) 14 eV

明らかになると考えられる．図 3.5 の CCD カメラを光電子増倍管 (DA-780-VUV 30 - 60 nm サリチル酸付  $\text{MgF}_2$  ウィンドウ: Princeton Instruments 社製) に変更し、波長 39 nm の発光強度の時間変化を観測した．一方放射流体シミュレーションは、平均電子温度の観測結果が 10 eV 程度であることを踏まえ、電子温度の時間変化を計算曲線で仮定し計算を行った．計算曲線には、以下の式を用いた．

$$T_e(t) = T_0 t^2 \exp(-10^{16} t^2). \quad (3.8)$$

ここで、 $T_e(t)$  [eV] は電子温度、 $t$  [s] は時間、 $T_0$  [eV/s<sup>2</sup>] は最大電子温度によって決まる係数である．最大電子温度を 20 eV と設定したとき式 (3.8) は、

$$T_e(t) = 5.4 \times 10^{17} \cdot t^2 \cdot \exp(-10^{16} t^2), \quad (3.9)$$



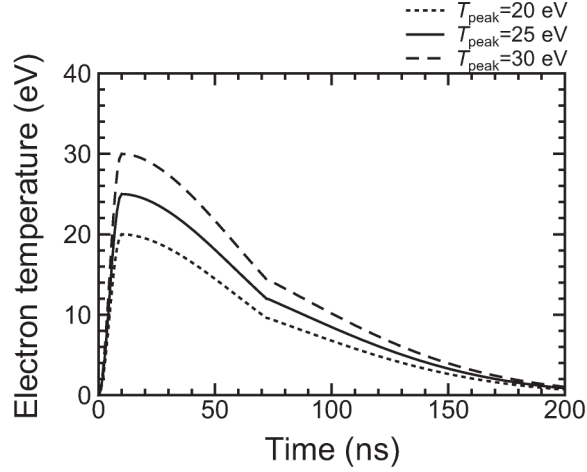


図 3.15: 計算曲線で仮定した電子温度の時間変化

となる．また，電子温度が最大に達した後は，徐々に減少し 200 ns で 0.5 eV となるように次式を用いて設定した．

$$T_e(t) = T_0 t^{1/32} \exp(-1.56 \times 10^{14} t^2). \quad (3.10)$$

図 3.15 は，最大電子温度を 20, 25, 30 eV とした時の電子温度の時間変化である．式 (3.8) と式 (3.10) を用いて計算曲線を計算した．

図 3.16 (a) は，観測された波長 39 nm の発光時間である．灰色の実線は観測結果，青の実線は観測結果の高周波成分をフィルタリングし除去した結果であり，赤の破線は図 3.15 の破線で示した電子温度の時間変化 (最大電子温度: 20 eV) を用いて放射流体シミュレーションにより計算した結果である．放射シミュレーションの結果は，波長 39 nm の発光強度の時間変化であり，4 価および 5 価イオンに起因している．図 3.16 (b) は，放射流体シミュレーションにより計算されたイオンポピュレーションの時間変化である．図 3.16(a), (b) の横軸は，レーザーのピークが入射したタイミングを 0 ns としている．観測結果と計算結果を比較すると，発光時間は同程度であるが，発光の立ち上がるタイミングが大きく異なる．図 3.17 は，最大電子温度を 25 eV と仮定した観測結果と計算結果である．

図 3.17 (b) のイオンポピュレーションの計算結果では，レーザー入射直後にカリウムイオンの 4 価，5 価のポピュレーションが増加しているが，この過程は多価イオンへの電離過程であるため，発光には寄与しないと考えられる．その後，4 価および 5 価のポピュレーションは 10 ns 以降から再結合過程となり再び増加する．この再結合過程を観測結果と比較すると，ほぼ同様の振る舞いを示し，観測結果をシミュレーションにより再現できていると考えている．また，図 3.18 は，最大電子温度を 30 eV と仮定した観測結果と計算結果である．発光時間の観測結果と計算結果を比較すると，発光の立ち下がりにはほぼ同様のタイミングであるが，立ち上がるタイミングが異なる．これらの結果よ

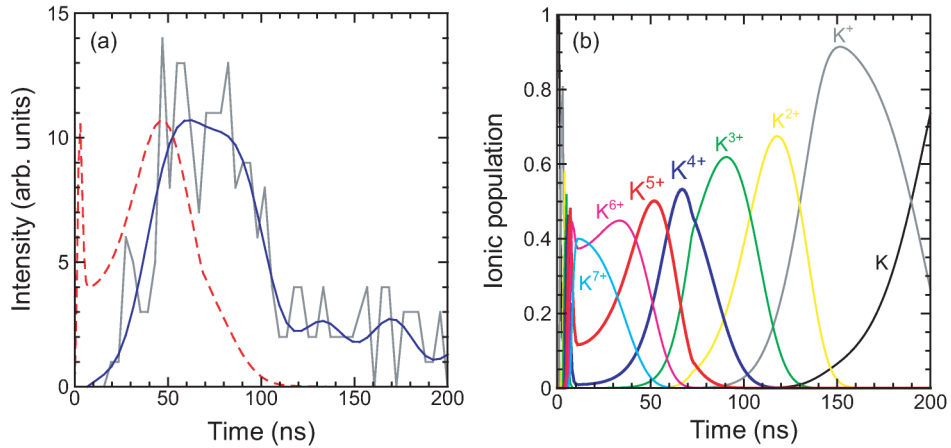


図 3.16: (a) 極端紫外光の発光時間と (b) 最大電子温度を 20 eV とした時のイオンポピュレーションの時間変化

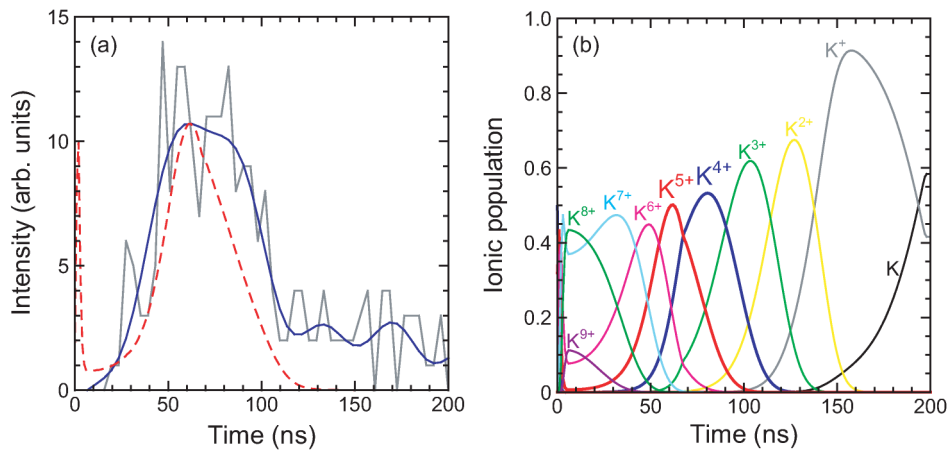


図 3.17: (a) 極端紫外光の発光時間と (b) 最大電子温度を 25 eV とした時のイオンポピュレーションの時間変化

り、図 3.15 の最大電子温度 25 eV とした電子温度の時間変化の波形は妥当であると考えられる．さらに、この波形よりレーザー照射から 200 ns の平均電子温度を計算すると 10.1 eV となり、酸素の発光スペクトルから線対法を用いて算出した平均電子温度とも一致し、観測結果とシミュレーション結果が妥当であると考えられる．これらのことから、レーザー生成カリウムプラズマからの極端紫外光は、再結合過程において放射され、その発光時間は 60 ns 程度であると言える．

### 3.4.5 実効的なプラズマの厚みの検討

生成されたカリウムプラズマの厚みは、プラズマの膨張速度が音速程度であるとする と、レーザーのパルス幅から数 100  $\mu\text{m}$  であると予想される．また、生成されたプラズマのうち波長 40 nm 近傍の発光に寄与するプラズマの厚みは 100  $\mu\text{m}$  よりも薄いと考えられる．本節では、波長 40 nm 近傍の発光の中でも、 $\text{K}^{4+}$  の発光である波長 39 nm に

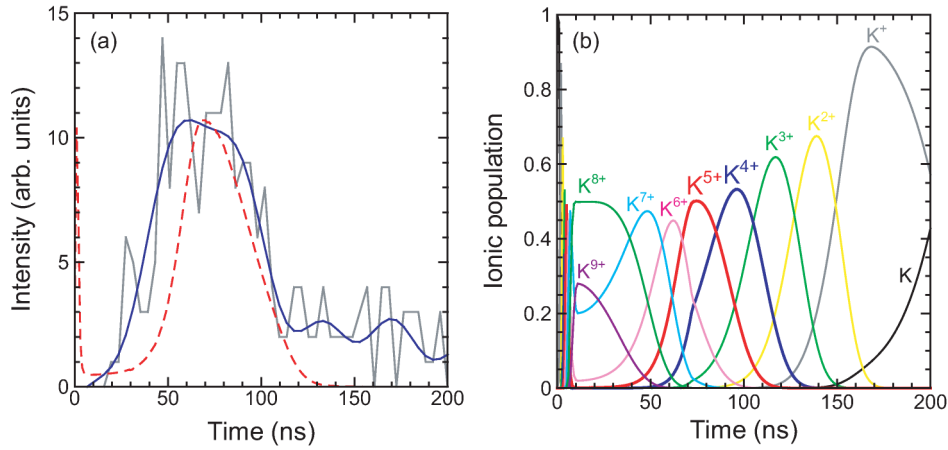


図 3.18: (a) 極端紫外光の発光時間と (b) 最大電子温度を 30 eV とした時のイオンポピュレーションの時間変化

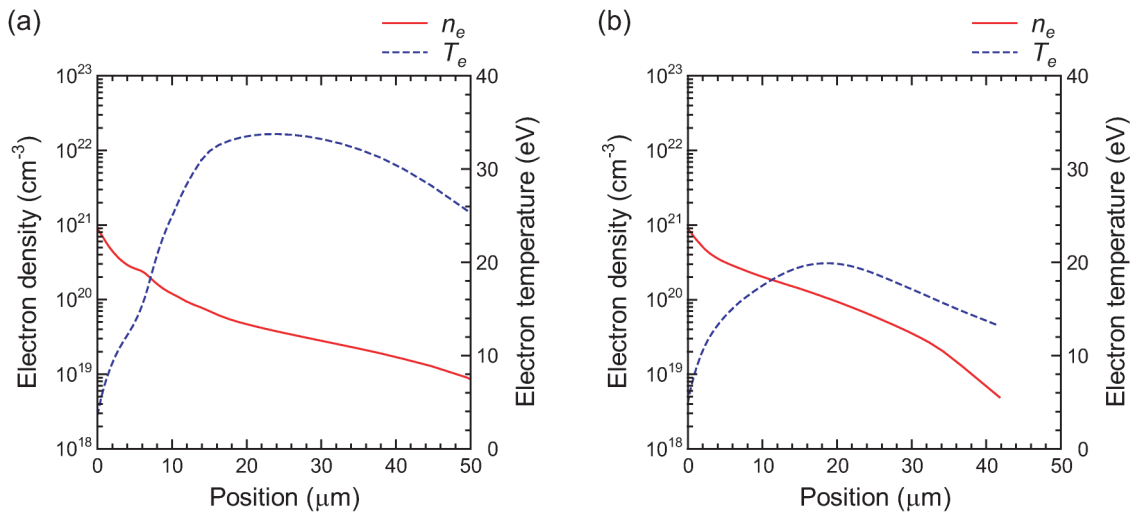


図 3.19: 電子密度および電子温度の空間分布 (a) 基本波, (b) 2 倍波

着目し、実効的なプラズマの厚みについて検討する。

図 3.19 は、HELIOS を用いて計算された電子密度および電子温度の空間分布である。図 3.19 (a) は基本波 (波長: 1064 nm, パルス幅: 10 ns), 図 3.19 (b) は、2 倍波 (波長: 532 nm, パルス幅: 8 ns) のレーザーを設定している。いずれもレーザー強度は、 $2 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$  とした。また、計算結果は、レーザーのピークがターゲット表面に入射した時の空間分布である。電子密度分布を比較すると、基本波の方がターゲット表面近傍で高密度なプラズマが生成されているものの、 $10^{20} \text{ cm}^{-3}$  オーダーの領域は基本波は  $10 \mu\text{m}$  程度であるのに対し、2 倍波は  $20 \mu\text{m}$  程度と厚みが広がる。電子温度は、基本波を照射した方が高温となり、最大で 34 eV 程度、2 倍波を照射した時は、最大 20 eV 程度と計算された。HELIOS により計算された電子密度および電子温度の空間分布を用いて、各位置における波長 39 nm の発光強度の変化を計算した。

図 3.20 は、各位置における波長 39 nm の発光強度である。丸のプロット点は計算結

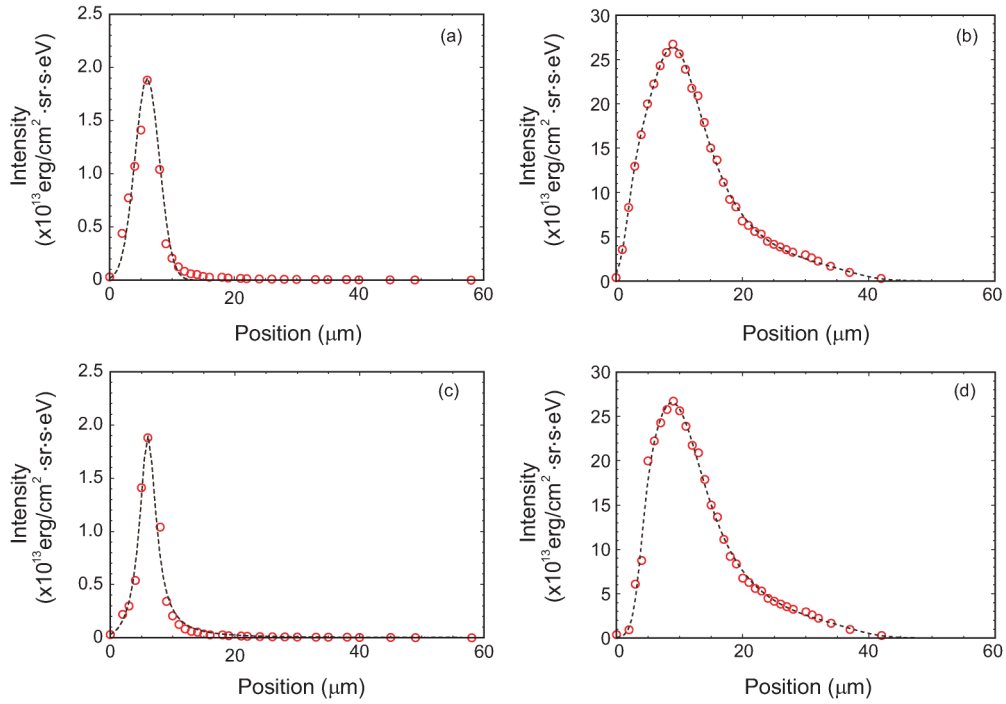


図 3.20: ターゲット近傍の波長 39 nm の発光強度 (a) 基本波, (b) 2 倍波, (c) 基本波 (黒体放射の影響なし), (d) 2 倍波 (黒体放射の影響なし)

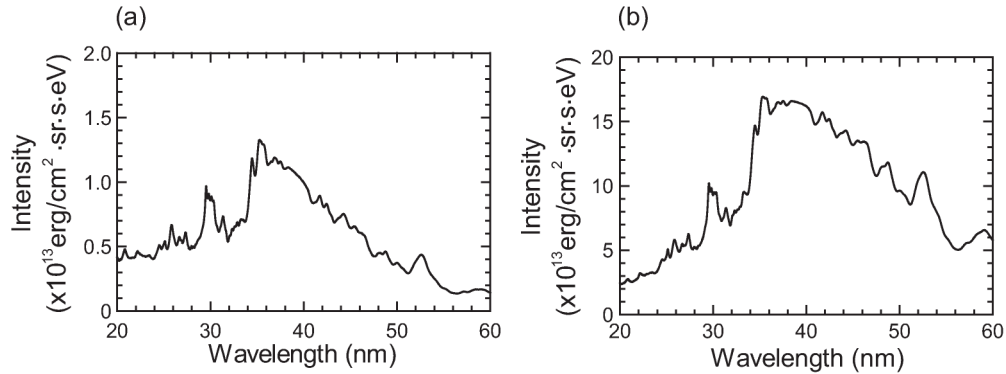


図 3.21: ターゲット表面から 4  $\mu\text{m}$  の位置におけるプラズマからの発光スペクトル (a) 基本波, (b) 2 倍波

果、破線はフィッティング曲線である。図 3.20 (a) は基本波, (b) は 2 倍波をのときの各位置における発光強度依存性である。図 3.20 (c) および (d) は、図 3.20 (a) と (b) から黒体放射の影響を除いた各位置における波長 39 nm の発光強度依存性である。ここで図 3.21 は、ターゲット表面から 4  $\mu\text{m}$  における発光スペクトルである。(a) は基本波, (b) は 2 倍波を設定して計算された結果をである。いずれの波長のレーザーを用いても観測された発光スペクトルは、高密度プラズマであるために線スペクトルではなく黒体放射の影響を受け、広帯域な発光スペクトルとなっている。そこで、黒体放射の影響を除き各位置における波長 39 nm の発光強度依存性を改めて算出している。

基本波を用いて生成される波長 39 nm に寄与する実効的なカリウムプラズマの厚みは、

図 3.20 (a) より約  $5\mu\text{m}$  であり, 図 3.20 (c) より約  $3\mu\text{m}$  である. いずれの場合もターゲット表面からおよそ  $6\mu\text{m}$  離れた位置に最も波長  $39\text{ nm}$  の発光に寄与するプラズマが生成されている. 一方, 2 倍波を用いて生成される波長  $39\text{ nm}$  の発光に寄与する実効的なカリウムプラズマの厚みは, 図 3.20 (b) より約  $15\mu\text{m}$  であり, 図 3.20 (d) より約  $12\mu\text{m}$  である. 最も波長  $39\text{ nm}$  の発光に寄与するプラズマが生成されているのは, ターゲット表面からおよそ  $6\mu\text{m}$  離れた位置である. 波長  $39\text{ nm}$  の発光は, 電子密度  $10^{20}\text{ cm}^{-3}$ , 電子温度  $10 - 20\text{ eV}$  程度のとき, 効率よく発光する. そのため, 基本波を用いて生成されるプラズマよりも 2 倍波を用いて生成されるプラズマの方が, 実効的なプラズマの厚みが大きくなると計算された. 以上のことから, 入射レーザー波長が基本波のとき生成されたカリウムプラズマの厚みはおよそ  $3 - 5\mu\text{m}$ , 2 倍波のときはおよそ  $10 - 15\mu\text{m}$  であると考えられる.

### 3.5 カリウムの自己吸収効果

先行研究により, 波長  $13.5\text{ nm}$  の光源として用いられるキセノンやスズ, また波長  $6.5\text{--}6.7\text{ nm}$  の光源として用いられるガドリニウムやテルビウムなどの高  $Z$  物質はプラズマによる自己吸収の影響を受けやすく, 一方でリチウムのような低  $Z$  物質はプラズマによる自己吸収の影響を受けにくいことが分かっている [9, 52, 54, 51, 53]. カリウムの原子番号は, これらの物質の中間に位置している. 本節では, カリウムプラズマによる自己吸収効果について述べる.

#### 3.5.1 基本波と 2 倍波を用いた極端紫外光の観測

式 (3.4) より, 入射レーザーの波長が短くなるほど, 臨界密度は高くなる. Nd:YAG レーザーの基本波 ( $1064\text{ nm}$ ) と 2 倍波 ( $532\text{ nm}$ ) の臨界密度は, それぞれ  $1.1 \times 10^{21}\text{ cm}^{-3}$  と  $4.0 \times 10^{21}\text{ cm}^{-3}$  であり, 2 倍波の方が臨界密度は高い. そのため, 2 倍波は基本波よりも密度の高いプラズマ中を伝搬できる. そのため, 2 倍波は, 基本波に比べプラズマ中を伝搬する距離が長くなる. このことから 2 倍波によって生成されたプラズマからの発光は, プラズマ中を伝搬する距離が長くなり, プラズマによる自己吸収の影響を受けやすくなる. また, 2006 年には藤岡等によって, 入射レーザーの波長ならびにパルス幅を変化させることによりスズプラズマによる自己吸収効果を制御することができることが報告されている [50]. また, 2008 年には宮本等によって, 入射レーザーの波長を  $1064\text{ nm}$ ,  $532\text{ nm}$ ,  $354\text{ nm}$  と変化させることでキセノンの発光スペクトルが自己吸収効果により変化することが報告されている [51]. そこで, 本研究においても Nd:YAG レーザーの基本波 (波長:  $1064\text{ nm}$ ) と 2 倍波 (波長:  $532\text{ nm}$ ) を用いて生成されたカリウムプラズマの極端紫外スペクトルを比較することで, カリウムプラズマの自己吸収効果の影響を検討した.

図 3.22 は, 集光径 (半値全幅) を  $500\mu\text{m}$ , レーザー強度を  $2 \times 10^{10}\text{ W/cm}^2$  とし, 観測された極端紫外スペクトルである. 図 3.22 (a) は, 基本波であり, 図 3.22 (b) は 2 倍

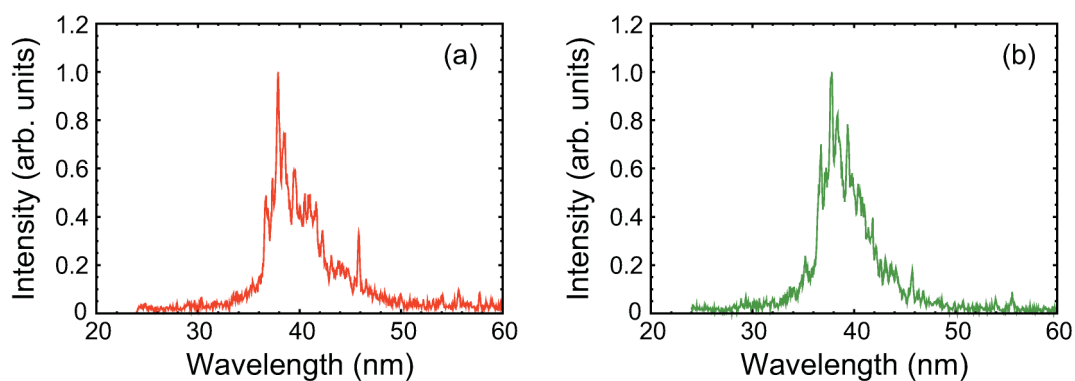


図 3.22: 基本波 (a) および 2 倍波 (b) の極端紫外スペクトル

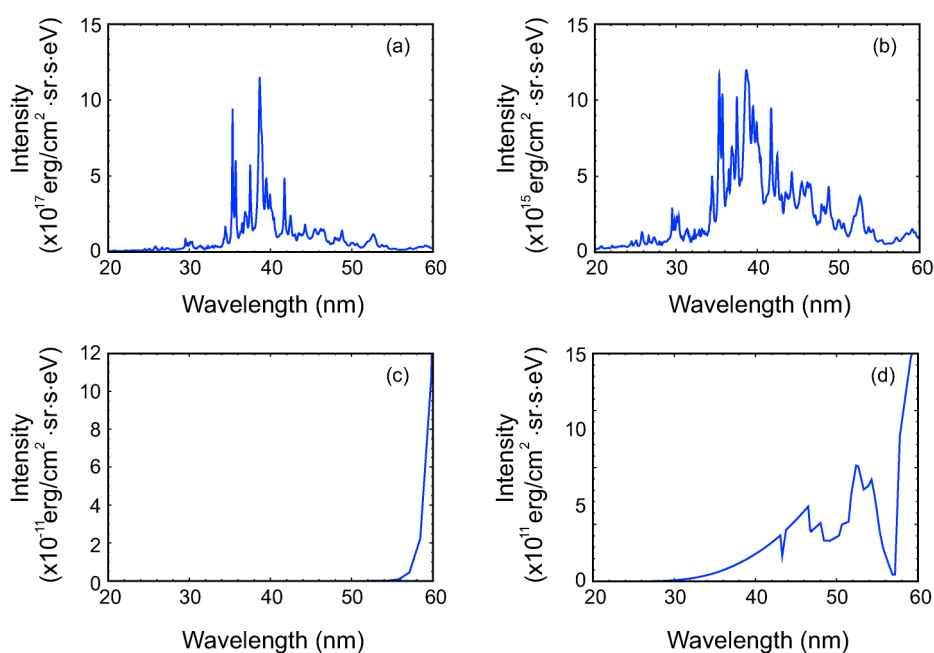


図 3.23: 自己吸収効果の有無による極端紫外スペクトルの違い

(a) イオン密度:  $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , 自己吸収効果なし, (b) イオン密度:  $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , 自己吸収効果あり,

(c) イオン密度:  $4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , 自己吸収効果なし, (d) イオン密度:  $4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , 自己吸収効果あり

波である。発光強度は、それぞれの最大値で規格化した。基本波ならびに 2 倍波を用いて生成されたカリウムプラズマからの極端紫外スペクトルを比較すると、ほとんど変化しなかった。つまり、この観測結果からはカリウムプラズマの自己吸収効果は小さいと考えられる。

カリウムプラズマの自己吸収効果の影響を数値計算により検討するため、PrismSPECT を用いて自己吸収効果を考慮した場合と考慮していない場合の極端紫外スペクトルを算出した。図 3.23 は、PrismSPECT を用いて計算されたカリウムプラズマの極端紫外ス

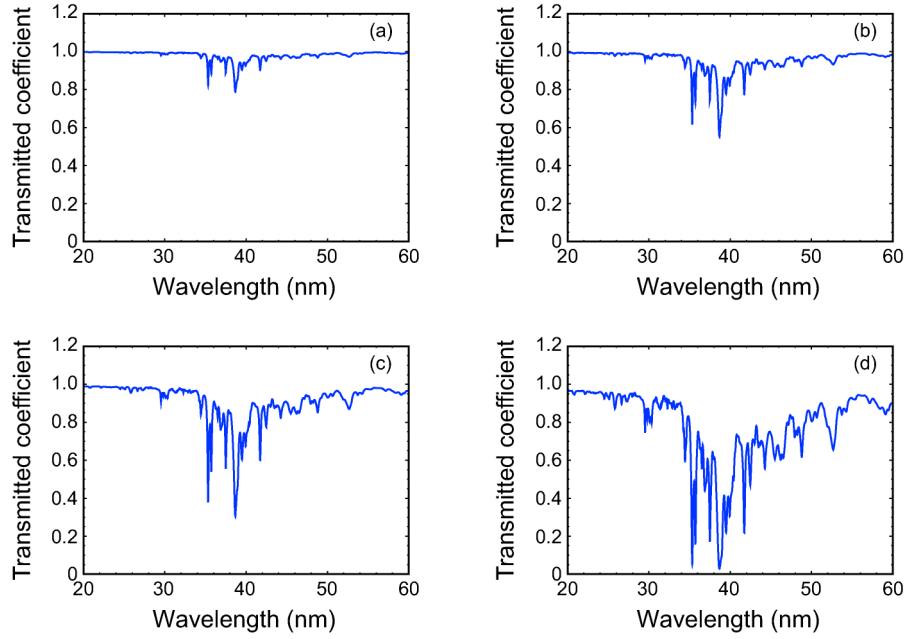


図 3.24: カリウムプラズマの厚みによる透過率の変化  
(a)  $0.2\ \mu\text{m}$ , (b)  $0.5\ \mu\text{m}$ , (c)  $1.0\ \mu\text{m}$ , (d)  $3.0\ \mu\text{m}$

ペクトルである．図 3.23 (a) および (b) は，イオン密度  $1 \times 10^{20}\ \text{cm}^{-3}$ ，電子温度  $12\ \text{eV}$  とし，図 3.23 (c) および (d) は，イオン密度  $4 \times 10^{20}\ \text{cm}^{-3}$ ，電子温度  $3\ \text{eV}$  のとし計算された自己吸収効果の有無による極端紫外スペクトルである．実験で用いたレーザー強度は  $2 \times 10^{10}\ \text{W}/\text{cm}^2$  であったため，3.4.3 小節の電子温度のレーザー強度依存性より対応する電子温度をそれぞれ読み取り，基本波は  $12\ \text{eV}$ ，2 倍波は  $3\ \text{eV}$  とした．イオン密度は，基本波を入射したときを  $1 \times 10^{20}\ \text{cm}^{-3}$ ，2 倍波を入射したときを  $4 \times 10^{20}\ \text{cm}^{-3}$  とした．2 倍波のイオン密度は，式 (3.4) より基本波の臨界密度に比べ 2 倍波の臨界密度はおおよそ 4 倍であることから  $4 \times 10^{20}\ \text{cm}^{-3}$  とした．

図 3.23 (a) および (b) は波長  $40\ \text{nm}$  近傍に発光をもつスペクトルが計算された．自己吸収効果の有無による極端紫外スペクトルは，発光強度が 2 桁程度異なった．図 3.23

(c) および (d) では，波長  $40\ \text{nm}$  近傍に発光はなく，波長  $60\ \text{nm}$  近傍に発光をもつスペクトルが計算された．これは電子温度が低く，波長  $40\ \text{nm}$  近傍の発光に寄与するカリウムの多価イオンが生成されていないためであると考えられる．これより，基本波を想定した計算では，カリウムプラズマの自己吸収効果により極端紫外スペクトルに変化が生じることが計算された．この結果は，実験結果とは一致しない．そこで，電子温度  $12\ \text{eV}$ ，イオン密度  $1 \times 10^{20}\ \text{cm}^{-3}$  のとしたプラズマの厚みによって透過率がどのように変化するか計算した．プラズマの自己吸収効果は，プラズマの厚みに応じて大きくなることが報告されている [50]．図 3.24 は，PrismSPECT を用いて計算された各カリウムプラズマの厚みにおける透過率である．プラズマを厚くするにつれ，波長  $40\ \text{nm}$  近傍における透過率が低くなっている．カリウムプラズマによる自己吸収効果の影響を大きく受け

ていることが計算された。

実験結果からは、カリウムプラズマによる自己吸収効果の影響は観測されなかった。しかし、PrismSPECT を用いた計算結果からは、カリウムプラズマによる自己吸収効果による影響があると予測された。次節では、さらにカリウムプラズマによる自己吸収効果の影響を検討するために、ダブルパルスレーザー照射による極端紫外光変換効率の時間遅延依存性について述べる。

### 3.5.2 ダブルパルスレーザー照射による極端紫外光変換効率の時間遅延依存性

ダブルパルスレーザーによるプラズマ制御では、カリウム平板ターゲットに Nd:YAG レーザーの 2 倍波をプリパルスとして照射し、プリプラズマを生成する。生成されたプラズマは膨張し、Nd:YAG レーザーの基本波の臨界密度  $10^{21} \text{ W/cm}^2$  程度に低下する。臨界密度では、レーザーは反射されることなく、プラズマに効率よく吸収される。その結果、レーザーとプラズマのエネルギー結合が増加し、極端紫外光変換効率の増加が期待される。このような手法により、リチウムおよび低濃度スズ溶液を用いた波長 13.5 nm の発行の変換効率がシングルパルス照射時に比べ増加したことが報告されている [9, 52]。リチウム平板ターゲットを用いたとき、変換効率は遅延時間 20 - 50 ns においておよそ 2 倍、酸化スズ液体ターゲットを用いたとき、変換効率は遅延時間 100 ns においておよそ 3 倍増加した。一方、スズやキセノン、ガドリニウム、テルビウムは、ダブルパルスを照射しても変換効率の増加は観測されないことが報告されている。これは、リチウムのような低 Z 物質や低濃度スズ溶液のような低密度ターゲットはプラズマによる自己吸収効果の影響を受けにくく、スズやキセノン、ガドリニウム、テルビウムのような高 Z 物質はプラズマによる自己吸収の影響を受けやすいためである [9, 52, 51, 53, 54]。

図 3.25 は、ダブルパルスレーザー照射による極端紫外光変換効率の遅延時間依存性である。レーザーの集光径は、 $500 \mu\text{m}$  (半値全幅) とした。プリパルスは常に時刻 0 ns のときにターゲット表面に入射されるようにし、メインパルスの入射タイミングを -100 ns から 400 ns まで変化させた。メインパルスのレーザー強度は  $2 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ 、プリパルスのレーザー強度は  $7 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$  とした。プロット点は各遅延時間におけるダブルパルスレーザー照射時の変換効率、破線はフィッティング曲線、実線は計算結果である。また、点線は、メインパルスのみ照射した時の変換効率である。このときのレーザーエネルギーは 480 mJ、レーザー強度は  $2 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$  とした。ここで、変換効率 CE は、

$$\text{CE} = \frac{\varepsilon_{\text{XUV}}}{\varepsilon_{\text{pre}} + \varepsilon_{\text{main}}}, \quad (3.11)$$

と定義した。 $\varepsilon_{\text{XUV}}$  は極端紫外光のエネルギー、 $\varepsilon_{\text{pre}}$  はプリパルスのレーザーエネルギーであり  $\varepsilon_{\text{pre}} = 20 \text{ mJ}$ 、 $\varepsilon_{\text{main}}$  はメインパルスのレーザーエネルギーであり  $\varepsilon_{\text{main}} = 480 \text{ mJ}$  である。変換効率は、メインパルスのみを照射した時の変換効率で規格化している。計算結果は、HELIOS および PrismSPECT を併用して算出した。HELIOS に設定する値



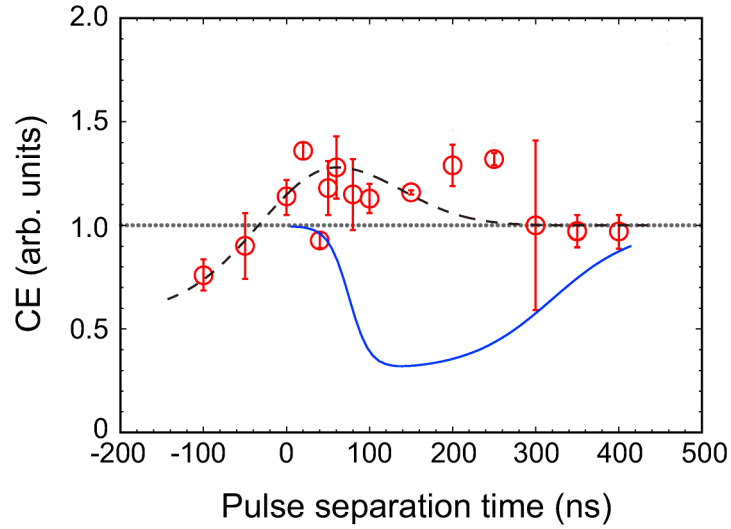


図 3.25: ダブルパルスレーザー照射による変換効率の遅延時間依存性

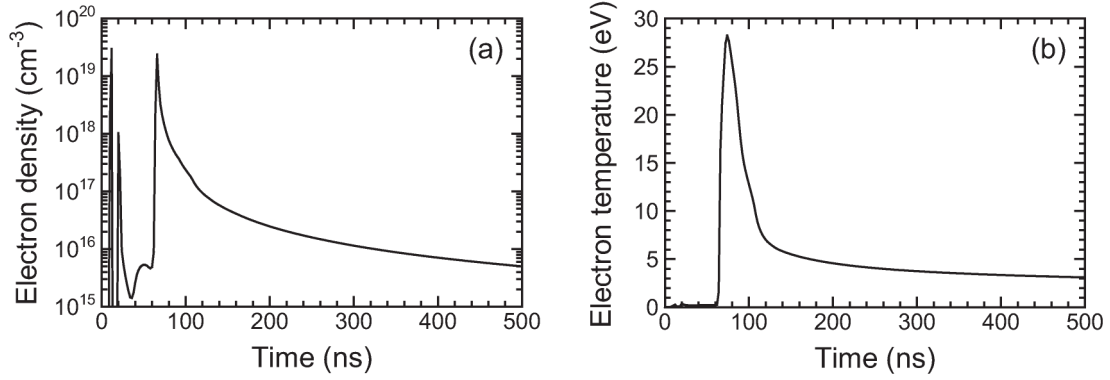


図 3.26: 遅延時間 50 ns における電子密度および電子温度の時間変化

は、実験に用いたレーザーのパラメータとし、各遅延時間におけるカリウムターゲット表面における電子温度および電子密度の時間変化を算出した。図 3.26 は、遅延時間を 50 ns とし HELIOS により算出されたターゲット表面における電子温度と電子密度の時間変化である。電子温度はメインパルス照射後に最大およそ 28 eV、電子密度はおよそ  $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  まで上昇した。この結果を PrismsPECT に適用させ、時間積分発光スペクトルを算出した。図 3.27 は、算出された時間積分発光スペクトルである。図 3.27 (b) は、図 3.27 (a) の発光強度の範囲を狭めたスペクトルである。波長 20 - 60 nm の波長域において多くの線スペクトルが計算された。これは、図 3.27 (b) のように電子密度が時間の経過と共に低くなっていることに起因する。電子密度が低いために、光子と電子の衝突頻度が減少し、線スペクトルが支配的になる。同様に各遅延時間における時間積分発光スペクトルを計算し、波長 25 - 60 nm の発光強度を波長積分することで極端紫外光のエネルギー  $\varepsilon_{\text{XUV}}$  とした。この極端紫外光のエネルギーを用いて変換効率 CE を計算した。

遅延時間が 60 ns のとき変換効率は増加し、メインパルスのみを照射したときに比べ

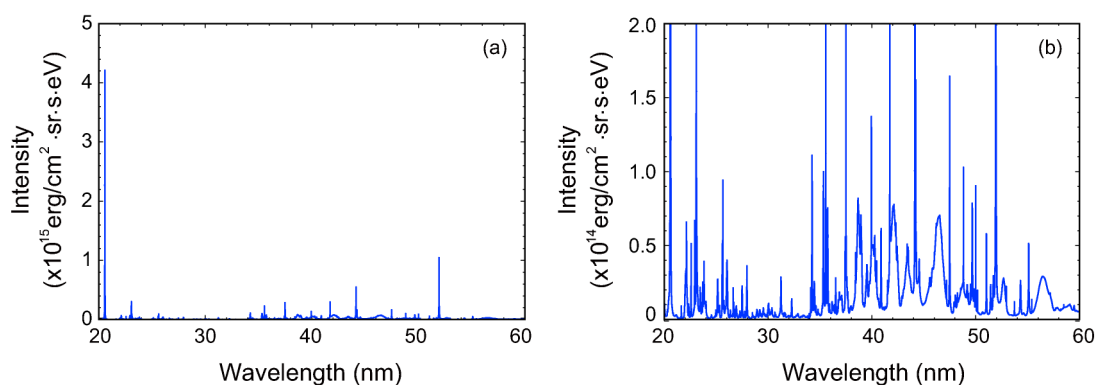


図 3.27: 遅延時間 50 ns における時間積分極端紫外スペクトル

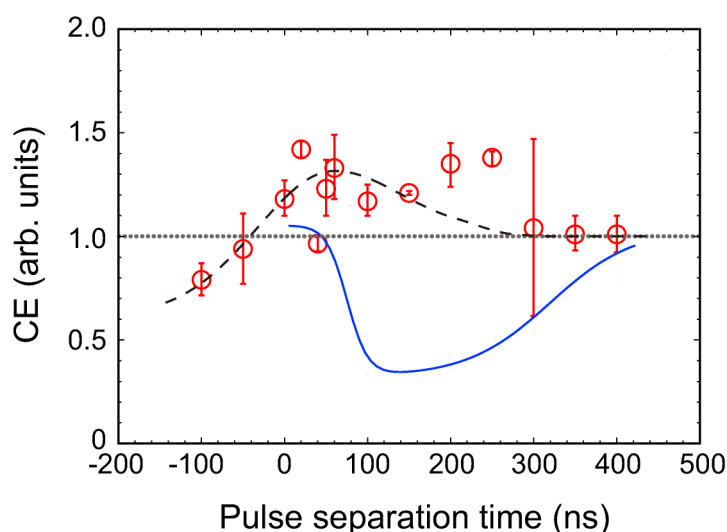


図 3.28: メインパルスレーザーのエネルギーのみを考慮した変換効率の遅延時間依存性

約 1.3 倍となった．変換効率が増加したのは，プリプラズマの平均電子密度が基本波の臨界密度である  $10^{21} \text{ cm}^{-3}$  程度に低下し，メインパルスとのエネルギー結合が増加したためである．この変換効率の増加量は，高  $Z$  物質よりも高く，低  $Z$  物質よりは低い．このことは，カリウムの原子番号が，これらの中間に位置するためである．従って，ダブルパルスレーザーにより効率的に極端紫外光を得るためには，自己吸収効果の影響を受けにくい原子番号の低いターゲットの方が適している．

遅延時間が 300 ns 以降では，プリプラズマが膨張するのに十分な時間があるため，電子密度の低いプラズマ中にメインパルスが入射されても，プリパルスの影響はほとんど無くなる．そのため，極端紫外光変換効率はシングルパルス照射時とほぼ同程度となった．

遅延時間が負の領域では，変換効率はメインパルスレーザーのみを照射した時と比較して低くなった．このことを検討するために，プリパルスのエネルギーを考慮せずに変換効率を求めた．図 3.28 は，メインパルスレーザーのエネルギーのみを考慮した変換効

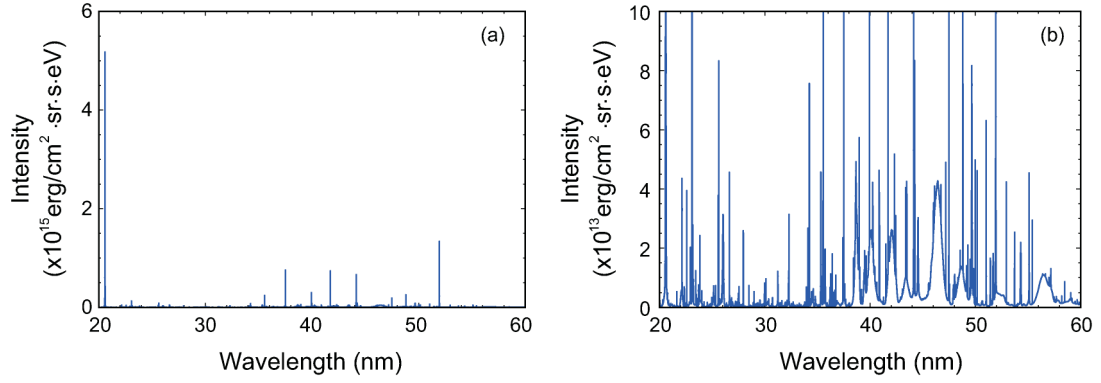


図 3.29: 遅延時間 200 ns における時間積分発光スペクトル

率の遅延時間依存性である．このとき変換効率 CE は、

$$CE = \frac{\varepsilon_{XUV}}{\varepsilon_{\text{main}}}, \quad (3.12)$$

とした．図 3.25 と図 3.28 を比較すると、全体的に変換効率が増加している．しかしながら、いずれの場合も遅延時間が負の領域では、メインパルスレーザーのエネルギーのみを考慮した時に比べ変換効率が低くなった．このことから、図 3.25 の遅延時間が負の領域では、プリパルスの影響はほとんど受けていないものと考えられる．

一方、計算結果では、遅延時間がおおよそ 0 - 400 ns においてシングルパルス照射時に比べの変換効率が低下した．図 3.29 は、計算によって得られた遅延時間 200 ns における時間積分発光スペクトルである．図 3.29 (b) は、図 3.29 (a) の発光強度の範囲を狭めたスペクトルである．遅延時間 50 ns の時の時間積分発光スペクトルである図 3.27 と同様に、波長 20 - 60 nm の波長域において多くの線スペクトルが観測されている．図 3.27 と図 3.29 を比較すると、遅延時間 200 ns のとき方が発光強度が低く、それに伴い極端紫外光エネルギーも低くなる．プリパルス照射によりプリプラズマが生成されるだけでなく、レーザーアブレーションによる金属蒸気や中性粒子が発生する．遅延時間 0 - 400 ns の間では、メインパルスにより発生した極端紫外光が小異に存在するプリプラズマや金属蒸気、中性粒子に吸収され、変換効率が低下したと考えられる．遅延時間が 400 ns 程度になると、変換効率はシングルパルスのみを照射した時と同程度になった．実験結果と同様に、遅延時間が長くなることで、プリプラズマはメインパルスと相互作用しないと考えられる．

ダブルパルスレーザーを用いた実験結果からは、カリウムプラズマによる自己吸収の影響はあると考えられる．しかしながら、計算結果からはカリウムプラズマによる自己吸収の影響がみられなかった．キセノン、スズ、ガドリニウム、テルビウム、リチウムなどを用いたプラズマによる自己吸収の先行研究の傾向から、高 Z 物質のほうがプラズマによる自己吸収効果の影響を受けやすい．このことを考慮すると、カリウムプラズマによる自己吸収効果の影響は、キセノン、スズ、ガドリニウム、テルビウムなどの高 Z 物

質用も小さく，リチウムのような低  $Z$  物質や密度の低いターゲットなどよりも大きいと考えられる．

### 3.6 まとめ

自由空間に生成可能で，キャピラリー放電生成プラズマに含まれる炭素，酸素，銅の発光を軽減することが可能なレーザー生成プラズマを用い，カリウムプラズマからの極端紫外スペクトルの詳細な分光計測と時間的振る舞いを明らかにした．

NIST のデータベースを用いたスペクトルの同定により，波長 40 nm 近傍の発光は，主にカリウムの 3 - 4 価 イオンに起因していた．

また，レーザー生成カリウムプラズマを生成する時と同様の条件にて，酸素の発光スペクトルを観測し，線対法を用いて電子温度の算出を行った．放射流体シミュレーションとの比較により，酸素の発光スペクトルから線対法により電子温度を算出した結果は妥当であった．

光電子増倍管を用いて発光時間の観測を行い，放射流体シミュレーション結果との比較により放射過程を明らかにした．極端紫外光の発光時間は，60 ns 程度であり，イオンポピュレーションの時間変化との比較から再結合過程における放射であった．

入射レーザーの波長の違いによる発光スペクトルの観測を行い，波長 40 nm 近傍の発光に寄与するプラズマの実効的な厚みを検討した．Nd: YAG レーザーの基本波 (波長: 1064 nm) により生成されたプラズマではおよそ 3 - 5  $\mu\text{m}$ ，2 倍波 (波長: 532 nm) により生成されたプラズマではおよそ 10 - 15  $\mu\text{m}$  であった．

ダブルパルスレーザーにより生成されるプラズマからの発光スペクトルを観測し，カリウムプラズマによる自己吸収の影響の検討を行った．ダブルパルスレーザーにより生成されたカリウムプラズマから発せられる極端紫外光の変換効率は，遅延時間に依存し，最大で 1.3 倍程度まで増加することが観測された．この変換効率の増加率は，自己吸収効果の影響の小さい低  $Z$  物質よりも小さく，自己吸収効果を受け易い高  $Z$  物質より大きい．カリウムの原子番号は，リチウムのような低  $Z$  物質とキセノン，スズ，ガドリニウム，テルビウムなどの高  $Z$  物質の中間に位置しており，自己吸収効果の影響も低  $Z$  物質よりも大きく，高  $Z$  物質よりも小さくなった．

## 第4章 キャピラリー放電生成プラズマを用いたレーザーガイディング

### 4.1 背景

1979 年に Tajima と Dawson により高強度レーザーを用いた電子加速が提案された [30]. 図 4.1 は, レーザー電子加速の概念図である. 高強度レーザーをプラズマ中に照射すると, レーザーの電場  $E = E_0 \sin(\omega_0 t)$  に従い, プラズマ中の電子は周波数  $\omega_0$  で振動を始める. この電子の振動は, クイバー (quiver) 振動と呼ばれる. クイバー運動を行う電子の運動方程式は, 非相対論領域では,

$$m_e \frac{dv_e}{dt} = eE_0 \sin(\omega_0 t), \quad (4.1)$$

と表される. ここで,  $m_e, v_e, e$  はそれぞれ電子の質量, 速度, 電荷である. レーザー電場によって振動している電子の速度は,

$$\frac{dx}{dt} = \frac{eE_0}{m_e \omega_0} \cos(\omega_0 t), \quad (4.2)$$

と表される. 電場中における電子の平均運動エネルギーは, 時間平均を取ることで求められる.

$$U_p \equiv \frac{1}{2} m_e \left\langle \left( \frac{dx}{dt} \right)^2 \right\rangle = \frac{e^2 E_0^2}{4m_e \omega_0^2}, \quad (4.3)$$

ここで,  $\langle \sin(\omega_0 t) \rangle^2 = 1/2$  を用いた. 式 (4.3) は, 電子がレーザー電場により振動する際, 0 以上の平均運動エネルギーを持っていることを意味し, この振動のエネルギーはポテンシャルのように振る舞うことからポンデロモーティブポテンシャルと呼ばれる. このポンデロモーティブポテンシャルの空間勾配をとることで, ポテンシャル中の力を求めることができ,

$$f_p = \frac{e^2}{4m_e \omega_0^2} \nabla E_0^2, \quad (4.4)$$

で与えられる. 式 (4.4) の  $f_p$  はポンデロモーティブ力と呼ばれ, レーザー電場の 2 乗, すなわちレーザーの強度の空間分布により, ポテンシャル勾配が生じて電子が受ける力を表している. レーザー電場により電子はクイバー運動し, ポンデロモーティブ力が働くことで, 振動子ながらレーザーの強度勾配の方向に徐々に加速される. その結果電子は, ポテンシャルの坂を転がるようにレーザーの存在領域から排斥される. レーザー通過後,

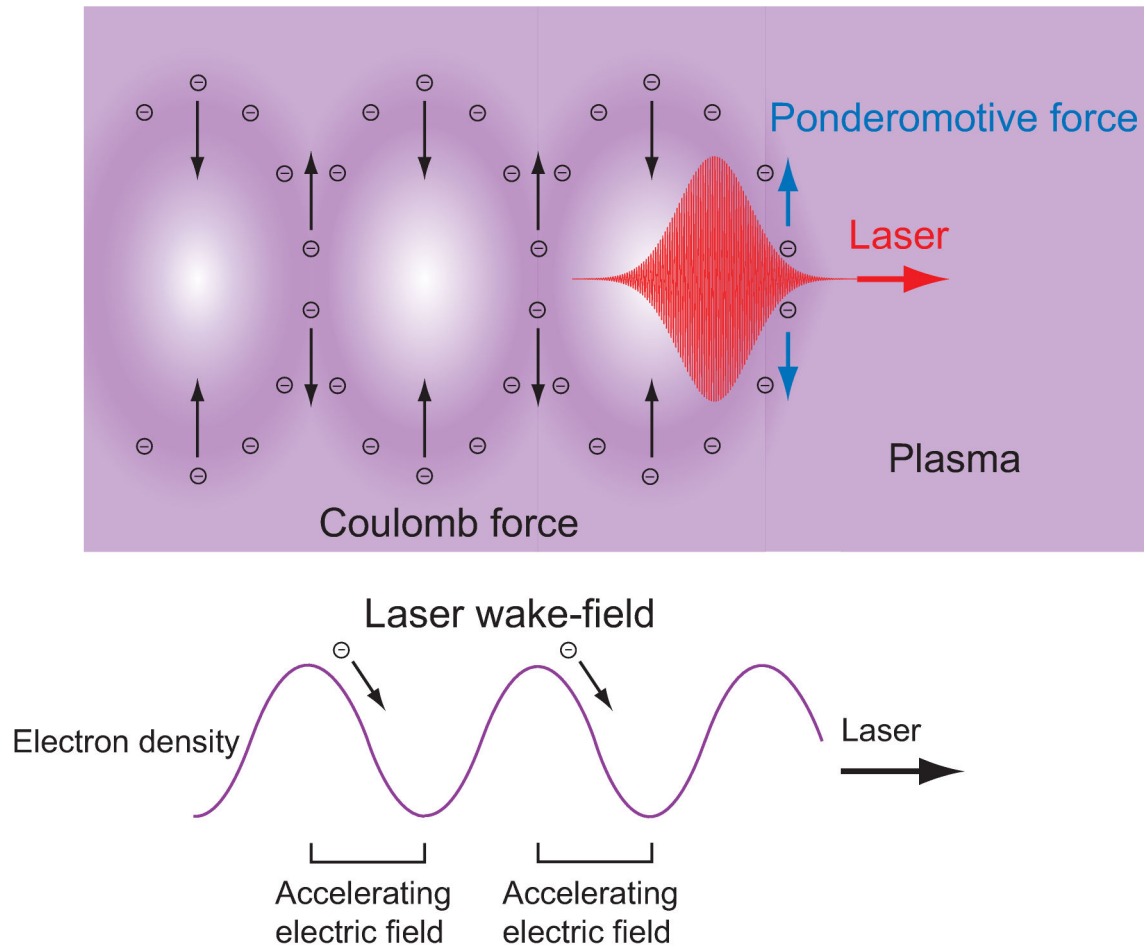


図 4.1: レーザー電子加速

電子が不足した空間は正に帯電するため、電子はクーロン力によって引き戻される。電子が引き戻されると、今度は電子が過密になり負に帯電し、再び電子は弾かれる。このような電子の振動が、レーザーの伝搬と共に次々と起こり、電子プラズマ波が励起される。電子プラズマ波の位相速度はほぼ光速と等しくなる。この電子プラズマ波によってレーザーの伝搬する軸上に電子の粗密ができ、レーザーの伝搬方向に電場が生じる。この電場によって電子を加速するのがレーザー電子加速の概念である。レーザー電子加速はプラズマ中における物理現象としても興味深いが、次世代の粒子加速器に成り得ることが期待されており、多くの研究者によって研究が進められてきた。レーザー電子加速の大きなメリットは、従来の RF (Radio frequency) 加速に比べ 3 桁以上も大きな 10 - 100 GV/m という加速勾配を得られることにある。しかしながら、電子プラズマ波が励起されるレーザーの高強度領域はレイリー長程度に限られるため、加速距離は 1 mm にも満たない。そのため、レーザーが高強度維持したままプラズマと相互作用する領域を長尺化する様々な手法が提案され、研究が進められてきた。

2006 年には、キャピラリー放電生成プラズマを導波路として用いてレーザーの高強度領域を長尺化し、レーザー電子加速によって 1 GeV ものエネルギーまで電子加速を行っ

たことが W. P. Leemans 等によって報告された [31]. このレーザーガイディングを行うに当たり、キャピラリー内に生成されるプラズマの屈折率分布を明らかにすることは重要であり、レーザー干渉計や数値計算等によるプラズマパラメータの解析も同様に研究されてきた. 2001 年には, N. A. Bobrova 等により電磁流体シミュレーションによる解析が行われている [40, 41]. 2007 年には A. J. Gonsalves 等によって矩形のガラスキャピラリー内の電子密度分布が観測され, Bobrova 等のシミュレーション結果と良く一致した結果が得られている [39, 42].

しかしながら, レーザー電子加速に用いられているような円筒のキャピラリー内の電子密度分布は, キャピラリー壁面にてプローブ光が発散してしまう技術的問題から未だ観測されていない. また, プラズマの膨張速度を決定する電子温度の時間発展も観測されていない. レーザーガイディングに適した屈折率分布となる条件を明らかにする上で, これらの観測結果が必要とされている. そこで, 本研究では円筒のガラスキャピラリーを用いて, キャピラリー内に生成されるプラズマの電子密度分布ならびに電子温度の時間発展を観測した.

本章では, レーザーガイディングに用いたキャピラリー放電生成プラズマのプラズマパラメータの観測結果について述べる.

## 4.2 レーザーガイディングの手法

### 4.2.1 ガウスビーム

レーザーガイディングの手法について述べる前に, 一般的なレーザービームの形状であるガウスビームについて記述する [47]. ガウスビームは, 進行方向と垂直な面内での強度分布がガウス関数で表される. このようなビームの特性を導くために, 以下に示すような電荷の無い一様媒質における Maxwell 方程式から考える.

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (4.5)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (4.6)$$

式 (4.5) の回転を取ると,

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla \times \left( -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \right), \quad (4.7)$$

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{H}), \quad (4.8)$$

となる. 電荷がないことから  $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$  であるため, 左辺第一項は 0 となる. また, 右

辺に式 (4.6) に代入すると,

$$-\nabla^2 \mathbf{E} = -\mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}, \quad (4.9)$$

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (4.10)$$

となる. さらに電場が  $\mathbf{E}(x, y, z, t) = \mathbf{E}(x, y, z) \cdot e^{i\omega t}$  で表されるように時間変化すると仮定すると,

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \mu\epsilon\omega^2 \mathbf{E} = 0, \quad (4.11)$$

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0, \quad (4.12)$$

ここで,  $k$  は波数であり, レーザー光の波長を  $\lambda$  とすると,  $k = 2\pi/\lambda$  と定義される. レーザーの伝搬方向を  $z$  軸方向とし, 伝搬方向の垂直方向の 1 つの電場成分を次のように仮定する.

$$E = \psi(x, y, z) \cdot e^{-ikz}. \quad (4.13)$$

伝搬方向に対して垂直な方向に対する依存性は,  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  のみの関数であるとする. 式 (4.12) の  $\nabla^2$  は,

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \nabla_t^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad (4.14)$$

と書き換えられる. ここで,  $\partial^2/\partial r^2 + (1/r)(\partial/\partial r) = \nabla_t^2$  とした. 式 (4.13) および式 (4.14) を式 (4.12) に代入すると,

$$\left( \nabla_t^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \psi e^{-ikz} + k^2 \psi e^{-ikz} = 0, \quad (4.15)$$

$$\nabla_t^2 \psi e^{-ikz} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \psi e^{-ikz} + k^2 \psi e^{-ikz} = 0, \quad (4.16)$$

$$\nabla_t^2 \psi e^{-ikz} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} e^{-ikz} - 2ik \frac{\partial \psi}{\partial z} e^{-ikz} - k^2 \psi e^{-ikz} + k^2 \psi e^{-ikz} = 0, \quad (4.17)$$

$$\nabla_t^2 \psi - 2ik \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0, \quad (4.18)$$

と式変形される. ここで, 電場の  $z$  軸方向への変化は充分ゆっくりしていると仮定し,  $\partial^2 \psi / \partial z^2 \simeq 0$  とした. さらに  $\psi$  を次のように仮定する.

$$\psi = \exp \left\{ -i \left[ P(z) + \frac{1}{2} Q(z) r^2 \right] \right\}. \quad (4.19)$$



式 (4.19) を式 (4.18) に代入すると,

$$\nabla_t^2 \exp \left\{ -i \left[ P(z) + \frac{1}{2} Q(z) r^2 \right] \right\} - 2ik \frac{\partial}{\partial z} \exp \left\{ -i \left[ P(z) + \frac{1}{2} Q(z) r^2 \right] \right\} = 0, \quad (4.20)$$

$$-Q^2(z) r^2 \psi - i2Q(z) \psi - 2k \left( \frac{\partial P(z)}{\partial z} \psi + \frac{1}{2} r^2 \frac{\partial Q(z)}{\partial z} \psi \right) = 0, \quad (4.21)$$

$$\left( Q^2(z) + k \frac{\partial Q(z)}{\partial z} \right) r^2 \psi + 2iQ(z) \psi + 2k \frac{\partial P(z)}{\partial z} \psi = 0, \quad (4.22)$$

となる. 式 (4.22) がすべての  $r$  に対して成り立つためには,  $r^2$  の係数と  $r$  の掛かっている項がそれぞれ 0 とならなければならない. そのため, 次の式が得られる.

$$\left. \begin{aligned} Q^2(z) + k \frac{\partial Q(z)}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial P(z)}{\partial z} &= -\frac{iQ}{k}, \end{aligned} \right\} \quad (4.23)$$

このようにして式 (4.12) で表された波動方程式は, 最終的に式 (4.23) に変換された.

さらに, 次の関係式に示すような関数  $s(z)$  を導入する.

$$Q(z) = k \frac{s'(z)}{s(z)}. \quad (4.24)$$

ここで  $s'(z)$  は,  $z$  の一回微分を表している. 式 (4.23) に式 (4.24) を代入すると,  $s''(z) = 0$  となることが分かる. そのため, 式 (4.24) は, 任意定数  $a$  と  $b$  を導入して,

$$Q(z) = k \frac{a}{az + b}, \quad (4.25)$$

と書き直せる. 任意定数  $a$  と  $b$  では扱いづらいため, 次の関係式で定義されるパラメータ  $q$  を用いる.

$$q(z) = \frac{k}{Q(z)} = \frac{2\pi}{\lambda Q(z)}, \quad (4.26)$$

式 (4.26) を用いると式 (4.25) は, 次の式で表される.

$$q(z) = z + q_0, \quad (4.27)$$

ここで  $q_0 = b/a$  である. 式 (4.26) および式 (4.23) から,

$$\frac{\partial P(z)}{\partial z} = -\frac{i}{q} = -\frac{i}{z + q_0}, \quad (4.28)$$

したがって,

$$P(z) = -i \ln \left( 1 + \frac{z}{q_0} \right), \quad (4.29)$$

となる. ただし, 積分定数は 0 とした. ここまでの過程を踏まえると式 (4.19) は, 式

(4.26) および式 (4.29) より,

$$\psi = \exp \left\{ -i \left[ -i \ln \left( 1 + \frac{z}{q_0} \right) + \frac{k}{2(q_0 + z)} r^2 \right] \right\}, \quad (4.30)$$

と書き直される.  $q_0$  を純虚数と仮定し, 次式で定義される定数  $w_0$  で表すことにする.

$$q_0 = \frac{i\pi w_0^2}{\lambda}, \quad \lambda = \frac{2\pi}{k}, \quad (4.31)$$

この置換により, 式 (4.30) の右辺第一項は,

$$\exp \left[ -\ln \left( 1 - i \frac{z\lambda}{\pi w_0^2} \right) \right] = \frac{1}{\sqrt{1 + \left( \frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2}} \exp \left[ i \tan^{-1} \left( \frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right) \right], \quad (4.32)$$

となる. 同様に式 (4.30) の右辺第二項は,

$$\exp \left\{ -i \left[ \frac{k}{2 \left( \frac{i\pi w_0^2}{\lambda} + z \right)} r^2 \right] \right\} = \exp \left\{ \frac{-r^2}{w_0^2 \left[ 1 + \left( \frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right]} - i \frac{kr^2}{2z \left[ 1 + \left( \frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right]} \right\}, \quad (4.33)$$

となる. ここで, 新たに次のパラメータを定義する.

$$w^2(z) = w_0^2 \left[ 1 + \left( \frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right], \quad (4.34)$$

$$R = z \left[ 1 + \left( \frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right], \quad (4.35)$$

$$\phi = \tan^{-1} \left( \frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right), \quad (4.36)$$

式 (4.32)-式 (4.36) より, 式 (4.30) は,

$$\psi = \frac{w_0}{w(z)} \exp \left( i\phi - \frac{r^2}{w^2(z)} - i \frac{kr^2}{2R(z)} \right), \quad (4.37)$$

となる. 式 (4.13) で表したように,  $E(x, y, z) = \psi(x, y, z) \exp(ikz)$  であることを思い起こすと,

$$E(x, y, z) = \frac{w_0}{w(z)} \exp \left( i\phi - \frac{r^2}{w^2(z)} - i \frac{kr^2}{2R(z)} \right) \cdot \exp(-ikz), \quad (4.38)$$

$$= \frac{w_0}{w(z)} \exp \left[ -i(kz - \phi) - r^2 \left( \frac{1}{w^2(z)} - i \frac{k}{2R(z)} \right) \right], \quad (4.39)$$

となる. これはガウスビームの基本方程式である.  $R(z)$  は波面の曲率半径,  $\psi(z)$  は位相シフトの伝搬距離依存性である. レーザーの強度は, この振幅の 2 乗 ( $|E|^2$ ) に比例する. 式 (4.39) より, レーザーの強度は, 伝搬軸からの距離によって  $\exp[-2\{r/w(z)\}^2]$

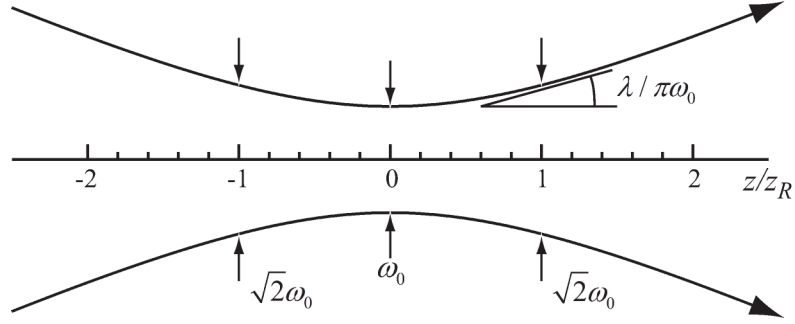


図 4.2: ビームウエスト近傍のスポットサイズ

に従い減少することが分かる． $w(z)$  の値は，スポットサイズとして知られており，レーザーの強度が伝搬軸上の  $1/e^2$  の強度になる径と一致する．スポットサイズは，伝搬距離を変数とし次の式で表される．

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}, \quad (4.40)$$

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda z_R}{\pi}}. \quad (4.41)$$

ここでスポットサイズが最も小さくなる位置は  $z = 0$  となるようにした．集光点はビームウエストに当てはまり，この位置のスポットサイズ  $w_0$  はウエストサイズとして知られている．図 4.2 は，レーザーを集光した際のビームウエスト近傍の様子を表している．横軸は， $z_R = \pi w_0^2 / \lambda$  で表されるレイリー長で規格化している．このレイリー長は，集光点に比べスポットサイズが  $\sqrt{2}$  倍，レーザー強度が  $1/2$  倍になるまでのビームウエストからの距離に対応する．例えば， $10^{15} - 10^{19} \text{ W/cm}^2$  の高いレーザー強度を達成するためには，レーザーのウエストサイズが  $w_0 \simeq 10 \mu\text{m}$  程度になるよう集光する必要がある．波長  $\lambda = 1 \mu\text{m}$  のレーザーの場合，レイリー長は，僅か  $0.3 \text{ mm}$  となる．このことから，レーザーとプラズマの相互作用長は， $\text{mm}$  未満に限定されることが分かる [48]．そのため，このレイリー長を超えて高強度領域を長尺化する工夫が必要となる．以下に，レーザー高強度領域の長尺化の手法を述べる．

#### 4.2.2 高強度レーザーガイディングの手法

レーザーの高強度領域を長尺化するためには，集光点以降レーザーの発散を抑制することが出来ればよい．図 4.3 は，レーザーガイディングの手法の概念図である．図 4.3 (a) - (d) は，相対論的自己収束を用いる手法，中空ファイバーを用いる手法，ガスジェットプラズマを用いる手法，キャピラリー放電生成プラズマを用いた手法をそれぞれ表している．

##### ● 相対論的自己収束

図 4.3 (a) の相対論的自己収束を用いたレーザーガイディングでは，レーザーの強電場

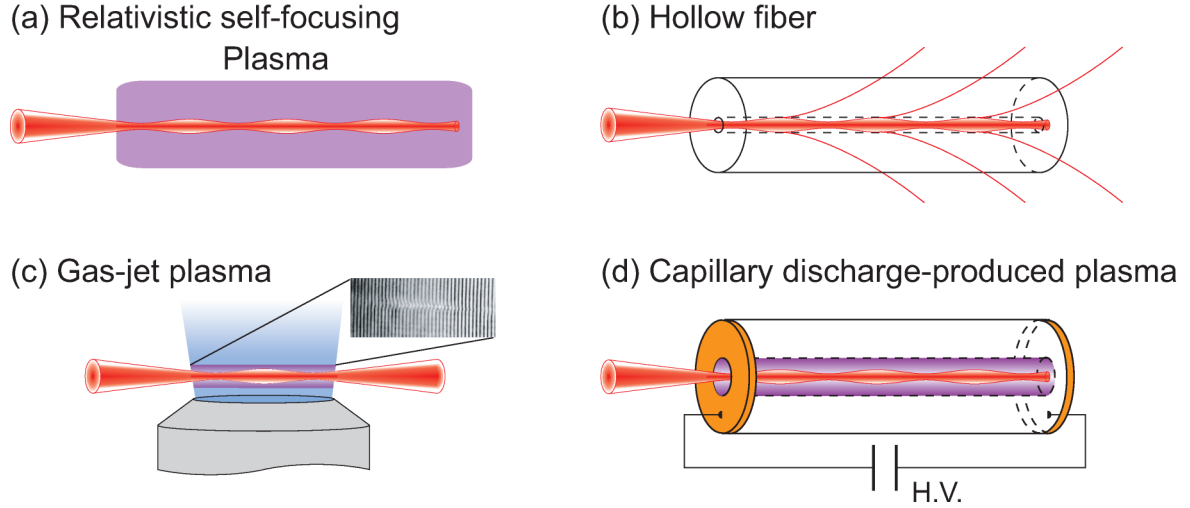


図 4.3: レーザーガイディングの手法

下における電子の運動に相対論的効果が加わることを利用する．非相対論領域におけるプラズマ中の屈折率は，

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}}, \quad (4.42)$$

と表される．ここで  $\omega_p$  はプラズマ周波数， $\omega_0$  はレーザーの周波数である．導出過程は後述する．電子がレーザーの強電場により相対論的運動を伴う場合，プラズマ周波数は， $\omega_p = \sqrt{n_0 e^2 / \gamma \epsilon_0 m_e}$  となる． $\gamma$  は相対論的因子である．これより相対論領域におけるプラズマ中の屈折率は，

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\gamma \omega_0^2}}, \quad (4.43)$$

となる．レーザー強度が高くなると，電子の運動は激しくなり，相対論的因子も大きくなる．すなわち，レーザー強度が高い（低い）ところでは，屈折率も大きく（小さく）なる．式 (4.39) よりレーザーの強度は，中心軸で最も高く，外側に行くにつれ低くなるため，屈折率は中心軸上で大きく，外側に行くにつれ小さくなる．そのため，レーザーの発散は抑制され自己収束する．しかしながら，このような相対論的自己収束を実現するためには， $10^{18} \text{ W/cm}^2$  以上のレーザー強度が必要となる．

- 中空ファイバー

図 4.3 (b) の中空ファイバーによるレーザーガイディングは，可能な限り伝搬損失を抑えた漏洩モードで中空ファイバー中を伝搬させる方法である．内径  $250 \mu\text{m}$ φ，長さ  $80 \text{ cm}$  の中空ファイバーを用いて He-Ne レーザーをガイドした場合，透過率は  $91.1 \%$  となることが分かっている．しかし，高強度レーザーを同様にガイディングしようとするとき境界におけるブレイクダウンが生じ，漏洩が大きくなる．そのため，中空ファイバーによりガイディング可能なレーザー強度の閾値は， $10^{16} \text{ W/cm}^2$  程度となる．

- ガスジェットプラズマ

図 4.3 (c) のガスジェットを用いたプリプラズマによるレーザーガイドリングは、高圧で噴射される高密度ガスをレーザーによりプラズマ化することで光ファイバーと同様の屈折率分布を形成し、高強度レーザーをガイドする手法である [26, 33]。前述した相対論的自己収束や中空ファイバーを用いた方法のようにレーザー強度に制限はない。しかしながら、高密度ガスを噴射する必要があるために、形成されるプラズマの長さは 1 cm 以下に制限されており、長尺化に制限がある。

#### ● キャピラリー放電生成プラズマ

図 4.3 (d) のキャピラリー放電生成プラズマを用いたレーザーガイドリングは、キャピラリーと呼ばれる細管内においてパルスパワー放電によりガスをプラズマ化し、光ファイバーと同様の屈折率分布を形成することでレーザーガイドリングを行う手法である [34, 35, 36, 37, 38]。プラズマにより屈折率分布を形成するため、高強度のレーザーでもガイドリングすることができる。また、キャピラリーの長さは cm オーダーであるため、ガスジェットを用いた方法よりも長尺化することが可能である。そのため本研究では、いくつかある手法の中でもキャピラリー放電生成プラズマがレーザーガイドリングに適した手法であると考え、キャピラリー放電により生成されるプラズマの詳細なプラズマパラメータの解析を行った。

### 4.2.3 キャピラリー放電生成プラズマによるレーザーガイドリングの原理

2.2.1 節で述べたように、キャピラリー放電により生成されるプラズマは、沿面放電から始まる。キャピラリー壁面にて生成されたプラズマは、中心軸方向に膨張する。このときの膨張速度は、音速 ( $v_T = \sqrt{kT/m_e}$ ) 程度である。この膨張過程において、キャピラリー内の電子密度分布は、中心軸上から外側に行くにつれ濃くなる分布となる。

このようなプラズマ中におけるレーザーの伝搬の様子を理解するためには、プラズマ中におけるレーザーの分散関係を把握する必要がある。プラズマ中における Maxwell 方程式は、

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (4.44)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{J}, \quad (4.45)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0, \quad (4.46)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (4.47)$$

となる。また、プラズマ中における電流密度  $\mathbf{J}$  は、電子とイオンの質量比から電子による電流が主であると考えられるので、 $\mathbf{J} = -en_e \mathbf{v}_e$  と記述できる。これより、式 (4.45) は、以下のように書き換えられる。

$$\nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - en_e \mathbf{v}_e. \quad (4.48)$$

式 (4.44) の両辺の回転をとると,

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla \times \left( -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \right), \quad (4.49)$$

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{H}), \quad (4.50)$$

となる. ここで式 (4.46) と  $\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E}$  より,  $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$  であるので, 式 (4.50) の左辺第一項は, 0 になる. また, 右辺に式 (4.48) を代入すると,

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left( \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - en_e \mathbf{v}_e \right), \quad (4.51)$$

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0 en_e \frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t}, \quad (4.52)$$

となる. また, 電子の運動方程式を考える. 電子の運動は, 重力や衝突が無く, 電磁波の電場  $\mathbf{E}$  によるローレンツ力のみの影響を受けるとすると,

$$m_e \frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} = -e \mathbf{E}, \quad (4.53)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} = -\frac{e \mathbf{E}}{m_e}, \quad (4.54)$$

と記述される. この式 (4.54) を式 (4.52) に代入すると,

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \mu_0 en_e \left( \frac{e \mathbf{E}}{m_e} \right), \quad (4.55)$$

$$= \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \frac{1}{c^2} \left( \frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e} \right) \mathbf{E}, \quad (4.56)$$

$$\left( \nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{E} = \frac{\omega_p^2}{c^2} \mathbf{E}, \quad (4.57)$$

となる. ここで,  $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$  を用いた. また  $\omega_p$  は, プラズマ周波数であり,  $\omega_p^2 = e^2 n_e / \varepsilon_0 m_e$  と表される. 式 (4.57) は, プラズマ中における電磁波の波動方程式である. さらに電場を  $\mathbf{E} = E_0 \exp i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)$  とすれば,  $\nabla \rightarrow ik$ ,  $\partial/\partial t \rightarrow -i\omega$  とおけるので, 式 (4.57) は,

$$(\omega^2 - \omega_p^2 - c^2 k^2) \mathbf{E} = 0, \quad (4.58)$$

と変形でき, さらに  $\mathbf{E} \neq 0$  であるので,

$$\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2, \quad (4.59)$$

を得る. 式 (4.59) は, プラズマ中の電磁波の分散関係式である. この分散関係式を元に, プラズマの屈折率  $\eta$  を考える. 屈折率は, 速度比で与えられることから, 光速  $c$  とプラズマ中の位相速度  $v_{ph}(= \omega/k)$  より,  $\eta = c/v_{ph} = ck/\omega$  と表される. ここで, 式 (4.59)

より,  $ck/\omega = \sqrt{1 - \omega_p^2/\omega^2}$  であるので, 屈折率  $\eta$  は,

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}, \quad (4.60)$$

となる. また,  $\omega_p = \sqrt{e^2 n_e / \epsilon_0 m}$  であるので,

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m \omega^2}} \simeq 1 - \frac{e^2 n_e}{2 \epsilon_0 m \omega^2}, \quad (4.61)$$

となる. この式 (4.61) より, 電子密度が高く (低く) になると屈折率は小さく (大きく) なる. 沿面放電によってキャピラリー内に生成されたプラズマは, 中心軸上に向かって膨張する過程で, 中心軸上で低く, 壁面に近づくにつれ高くなるような電子密度分布となり, レーザーガイディングに適した屈折率分布となる.

### 4.3 プラズマ計測技術

本研究で用いたプラズマによるレーザーガイディングの原理は, 屈折率導波の原理に基づいており, プラズマによって光ファイバーと同様の密度分布を形成する必要がある. しかしながら, プラズマは電磁流体であるため, 屈折率の時空間分布は刻一刻と変化する. そのため, 放電によって生成したプラズマの電子密度の分布およびプラズマの膨張速度を決定する電子温度を明らかにすることは重要になる. 電子温度の計測方法については, 2.3.3 節で述べた. そこでこの節では, 放電により生成したプラズマの電子密度の計測方法について述べる.

#### 4.3.1 レーザー干渉計を用いた電子密度計測

プラズマは, 式 (4.61) に示すよう電子密度により決定される屈折率を持つため, プラズマ中と真空中を伝搬する電磁波では伝搬速度に違いを生じる. 干渉計測は, プラズマ中と真空中を伝搬した電磁波がつくる干渉縞の偏移を検出し, プラズマの電子密度を定量的に評価するのに優れた計測法である. コヒーレンスが高いレーザーを用いることにより, わずかな変化を検出することができ, 高精度の測定が可能である. さらに短パルスレーザーを用いることで高時空間分解能を得ることができる.

波長  $\lambda$  のレーザーが屈折率  $\eta$  の媒質を伝搬すると, 媒質がない場合に比べ位相差  $\Delta\phi$  を生じる.  $\Delta\phi$  は, 次式で与えられる.

$$\Delta\phi = \int (k - k') dl = \frac{\omega}{c} \int (1 - \eta) dl. \quad (4.62)$$

ここで,  $k$ ,  $k'$  はそれぞれ真空中とプラズマ中を伝搬する電磁波の波数である.  $l$  は, レーザーの伝搬方向の長さである. 式 (4.61) を式 (4.62) に代入すると位相差  $\Delta\phi$  は, 次式の

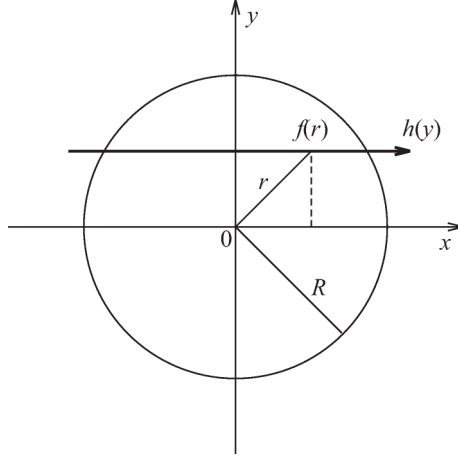


図 4.4: アーベル変換

ように書ける.

$$\Delta\phi = \frac{\omega}{c} \int \frac{e^2 n_e}{2\varepsilon_0 m \omega^2} dl = \frac{e^2 l n_e}{2\varepsilon_0 c m \omega}. \quad (4.63)$$

これより, 電子密度  $n_e$  は, 次のようになる.

$$n_e = \frac{2\varepsilon_0 c m \omega}{e^2 l} \Delta\phi = \frac{2\varepsilon_0 c^2 m (2\pi f)}{e^2 l f \lambda} \Delta\phi = \frac{4\pi\varepsilon_0 c^2 m}{e^2 l \lambda} \Delta\phi, \quad (4.64)$$

$$= \frac{4\pi c^2 (10^7/4\pi c^2) \cdot 9.109 \times 10^{31}}{(1.602 \times 10^{-19})^2 \cdot 500 \times 10^{-6} \cdot 532 \times 10^{-9}}, \quad (4.65)$$

$$= 1.334 \times 10^{18} \cdot \Delta\phi [\text{cm}^{-3}]. \quad (4.66)$$

ここで, 真空中の誘電率  $\varepsilon_0 = 10^7/4\pi c^2 \text{ F/m}$ , 電子の質量  $m_e = 9.109 \times 10^{-31} \text{ kg}$ , 素電荷  $e = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$ , プラズマの長さ  $l = 500 \mu\text{m}$ , 干渉計に用いるレーザーの波長  $\lambda = 532 \text{ nm}$  を用いた. 式 (4.64) から求められる電子密度は, レーザーの伝搬方向にプラズマが一様な電子密度分布となっていることを前提にしている. キャピラリー放電生成プラズマの電子密度を求めるには, キャピラリーの中心軸に対称な分布を仮定し, 評価する必要がある.

軸対称な電子密度分布を算出するためには, アーベル逆変換を行えばよい [55]. 図 4.4 はアーベル変換の概念図である. 電子密度の分布関数が  $f(r)$  であるプラズマを縦軸  $y$  の方向に沿って線積分すると位相差に比例する積分値  $h(y)$  を得る.

$$h(y) = 2 \int_0^{\sqrt{R^2 - y^2}} f(r) dx. \quad (4.67)$$

ここで,  $R$  はプラズマの半径,  $x$  は観測方向の座標である. プラズマは中心軸に対して対称であるので, 式 (4.67) は, 次のように変形される.

$$h(y) = 2 \int_y^R f(r) \frac{r}{\sqrt{r^2 - y^2}} dr. \quad (4.68)$$



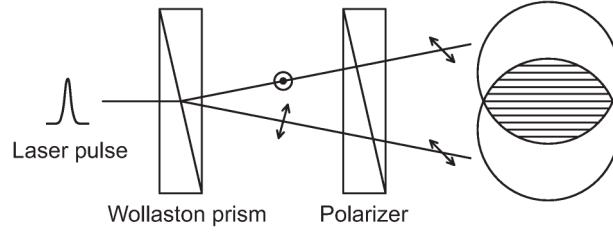


図 4.5: ノマルスキー干渉計

式 (4.68) をアーベル逆変換することにより,

$$f(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{dh(y)}{dy} \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}}, \quad (4.69)$$

のような分布関数  $f(r)$  を得ることができる. 分布関数  $f(r)$  を用いると, プラズマの電子密度分布は,

$$n_e(r) = -\frac{2\varepsilon_0 c m \omega}{e^2} \frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{dh(y)}{dy} \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}}, \quad (4.70)$$

と表せる. このようにして干渉縞の偏移量から算出した  $h(y)$  をアーベル逆変換することで, 円筒状のプラズマの密度分布を評価することができる.

しかしながら, 干渉縞の偏移量を正確に計測するためには, 可視度  $V$  が高い干渉縞を形成する必要がある. 可視度  $V$  は, 以下の式で定義される.

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \quad (4.71)$$

ここで,  $I_{\max}$  は観測された干渉縞の局所的極大値,  $I_{\min}$  は局所的極小値である. 可視度  $V$  が 1 に近いほど明瞭な干渉縞である. レーザーを用いた代表的な干渉計には, マイケルソン干渉計, マッハ・ツェンダー干渉計などがある. どちらの干渉計も 1 つのレーザーを 2 つに分け, 再度重ね合わせることで干渉縞を形成する. そのため, これらの干渉計を用いて高い可視度  $V$  を得るためには, 2 つに分けたレーザーを高精度で調整する必要がある. 具体的には, レーザーの光路長を短く, スクリーンに散乱光などが入射しない干渉計を構築しなければならない. 一方で, ノマルスキープリズム (ウォラストンプリズム) を用いたノマルスキー干渉計を用いれば, 容易に高い可視度  $V$  を得ることができる [56, 57]. この干渉計は, レーザーを 2 つに分けることなく干渉計を構築ことができ, 偏光の違いを利用するため明瞭な干渉縞を形成することができる.

図 4.5 は, ノマルスキー干渉計の概念図である. レーザーをウォラストンプリズムに入射すると, 互いに偏光方向が直交した 2 つのレーザーに分かれる. 2 つの直線偏光に対して,  $45^\circ$  の角度になるように偏光子を配置する. 偏光子を通過したレーザー光は, 同一方向の直線光の光であるため, 2 つのレーザーが重なる部分には干渉縞が形成される. プラズマのない真空中を伝搬した電磁波により形成された干渉縞と, プラズマ中を伝搬した電磁波により形成された干渉縞を比較することで, 干渉縞の偏移量を観測し, プラ

ズマ中の電子密度を評価することができる。

#### 4.3.2 電磁流体シミュレーションによるキャピラリー内のプラズマパラメータ解析

MHD シミュレーションは、個々のプラズマ粒子を細かく分割する理想的操作を無限に繰り返すことで流体としてのプラズマの概念を得る計算手法である。MHD シミュレーションに用いられる方程式は、非線形の偏微分方程式であるため、厳密な解を得ることは一部の特殊な場合を除いて不可能である。そのため、MHD 方程式の数値解を求めることにより、非常に重要な知見を得られる。

電子の慣性項を無視し、プラズマの準中性を仮定するならば、サイクロトロン周波数 ( $\omega_c = qB/m$ ) よりも非常に遅い現象に適用可能な近似理論として MHD 方程式を得る。MHD 方程式は、電子とイオンのそれぞれの密度  $\rho$ 、速度  $v$ 、磁場  $B$  および圧力  $P$  の 8 個の変数からなる偏微分方程式であり、連続の式、運動方程式、誘導方程式、エネルギー方程式から構成される。円筒ないの電磁流体を考え、全パラメータが半径  $r$  と時間  $t$  のみの関数であると仮定すると MHD 方程式は以下のようなになる [39, 40, 41, 42].

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\rho v) = 0, \quad (4.72)$$

$$\rho \left( \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} \right) = -\frac{\partial p}{\partial r} - \frac{1}{c} jB - \frac{\partial}{\partial r} \Pi_{rr} - \frac{1}{c} (\Pi_{rr} - \Pi_{\phi\phi}), \quad (4.73)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{B}{\rho r} \right) + v \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{B}{\rho r} \right) = \frac{c}{\rho r} \frac{\partial E}{\partial r}, \quad (4.74)$$

$$\rho \left( \frac{\partial \varepsilon_e}{\partial t} + v \frac{\partial \varepsilon_e}{\partial r} \right) + \frac{p_e}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rv) = jE - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rq_e) - Q_r + C_{ei}(T_i - T_e), \quad (4.75)$$

$$\rho \left( \frac{\partial \varepsilon_i}{\partial t} + v \frac{\partial \varepsilon_i}{\partial r} \right) + \frac{p_i}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rv) = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rq_i) + C_{ei}(T_e - T_i) - \Pi_{rr} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rv) - \frac{v}{r} (\Pi_{\phi\phi} - \Pi_{rr}). \quad (4.76)$$

ここで、式 (4.72) は連続の式であり、 $\rho$  はプラズマ密度である。式 (4.73) は運動方程式であり、 $p$  はプラズマ圧力、 $B$  は方位角方向の磁場である。式 (4.74) は、アンペアの法則である。式 (4.75) および式 (4.76) は、それぞれ電子とイオンのエネルギー保存則である。 $\varepsilon_e$  および  $\varepsilon_i$  は、電子とイオンのエネルギーであり、 $p_e$  および  $p_i$  は電子およびイオンの圧力、 $q_e$  および  $q_i$  は電子とイオンの熱束の半径方向成分、 $Q_r$  は単位体積当たりの放射エネルギー損失、 $C_{ei}$  は電子とイオン間の熱変換効率、 $T_e$  および  $T_i$  は電子およびイオンの温度、 $\Pi_{\phi\phi}$  および  $\Pi_{rr}$  は、イオンの粘性応力テンソルである。

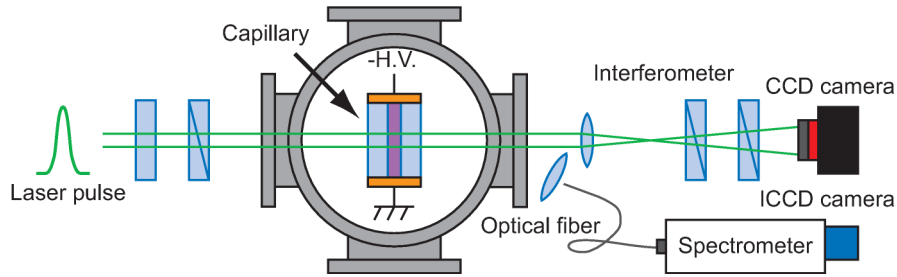


図 4.6: 実験装置図

## 4.4 キャピラリー放電生成プラズマのプラズマ診断実験

### 4.4.1 実験装置

図 4.6 は、キャピラリー放電生成プラズマのプラズマパラメータを観測する際に用いた実験装置の概念図である。レーザー干渉計および分光計測によって、電子密度分布および電子温度の時間分解計測を行った。図 4.6 (b) は、ガラスキャピラリー (Japan Cell Co., Ltd.) の写真である。直径  $500\ \mu\text{m}$ 、長さ  $1.5\ \text{cm}$  のキャピラリーがガラスの角柱内に設けられており、上部からガスが流入できる構造とした。水素ガスを流量  $2.2\ \text{L/min}$  でキャピラリー上部から流入し、キャピラリーの両側に取り付けた電極間にパルスパワー電源 (最大電圧:  $30\ \text{kV}$ 、最大電流:  $200 - 250\ \text{A}$ 、最大繰り返し周波数:  $10\ \text{Hz}$ 、静電容量:  $2\ \text{nF}$ ) を用いて高電圧パルスを印加することで放電させ、キャピラリー内にプラズマを生成した。ガラスキャピラリーは、ターボ分子ポンプが接続された真空チェンバー内に設置されており、キャピラリー内に流入した水素は、直ちに排出されるためチェンバー内部は高真空に保たれている。図 4.6 (c) は、放電電流波形である。青の実線はログスキーコイルにより計測された電流値であり、赤の実線はフィッティング曲線である。放電開始から  $150\ \text{ns}$  近傍にて放電電流は最大  $200\ \text{A}$  程度となる。放電電流のパルス幅は、 $100 - 150\ \text{ns}$  (FWHM) である。

### 4.4.2 電子密度の計測結果

図 4.6 (a) を用いてレーザー干渉計測による放電生成水素プラズマの電子密度分布を計測した。ノマルスキー干渉計には、Nd: YAG レーザー (Surelite 9100: Continuum 社製) の 2 倍波 (波長:  $532\ \text{nm}$ 、パルス幅:  $8\ \text{ns}$  (FWHM)、繰り返し周波数:  $10\ \text{Hz}$ ) を使用し、CCD (Charge coupled device) カメラ (Beam Star FX 50: OPHIR 社製) により干渉縞の観測を行った。図 4.8 は、高電圧印加電極から  $2\ \text{mm}$  の位置にレーザーを入射し観測した干渉縞である。図 4.8(a) の左側に高電圧電極が設置されている。図中の  $500\ \mu\text{m}$  は細管の内径に対応する。干渉計の空間分解能は、CCD カメラにより得られる画像の 1 pixel と一致する。ここで、キャピラリーの直径  $500\ \mu\text{m}$  に対応する pixel 数から、1 pixel あたりの長さは  $1.64\ \mu\text{m}$  である。このことから干渉計の空間分解能は  $1.64\ \mu\text{m}$  である。

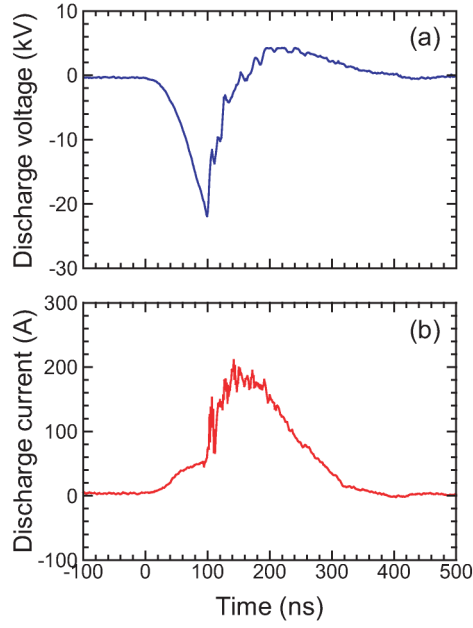


図 4.7: 放電電流電圧波形

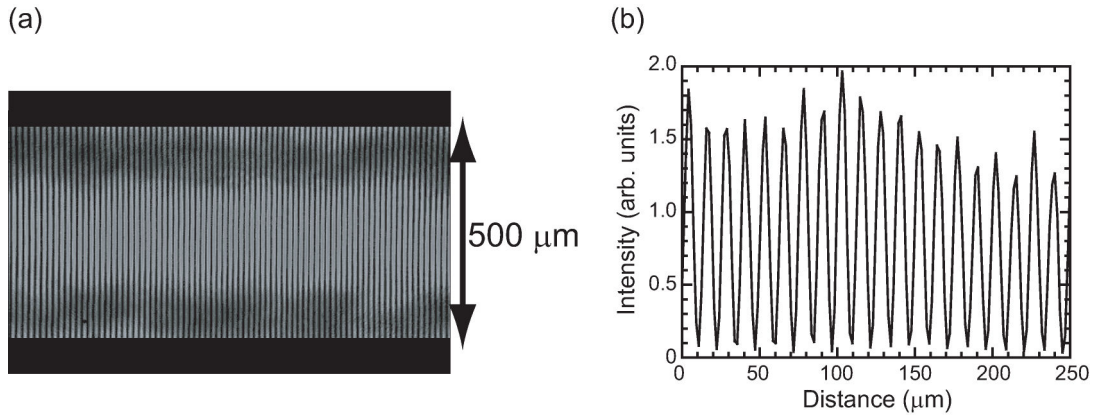


図 4.8: ノマルスキー干渉計により形成された干渉縞

また、図 4.8 (b) は、観測した干渉縞画像の横方向の強度プロファイルである。横軸は干渉縞画像の中心を原点とした横方向の距離、縦軸は強度を示している。式 (4.71) を用いると図 4.8 (b) の可視度は、 $V = 0.8$  と評価される。レーザーの偏光方向の違いを利用することで高い可視度を実現できた。干渉縞の位相偏移量から電子密度の時空間分布を算出した。

位相偏移量の計算には、干渉縞解析ソフト IDEA (Interferometric Data Evaluation Algorithms) を使用した。図 4.9(a) は、ノマルスキー干渉計により形成され CCD カメラにより観測された干渉縞である。フーリエ変換後に横方向の 1 次成分のみを選択しフーリエ逆変換を行うことによって、干渉縞の主となる周期成分のみを抽出し、図 4.9 (b) を得る。図 4.9 (b) では、位相は  $0 \sim 2\pi$  [rad] を繰り返す分布となっている。そこで位相を連続的に繋げ、図 4.9 (c) の位相分布に変換する。プラズマを生成した場合の位相分布が

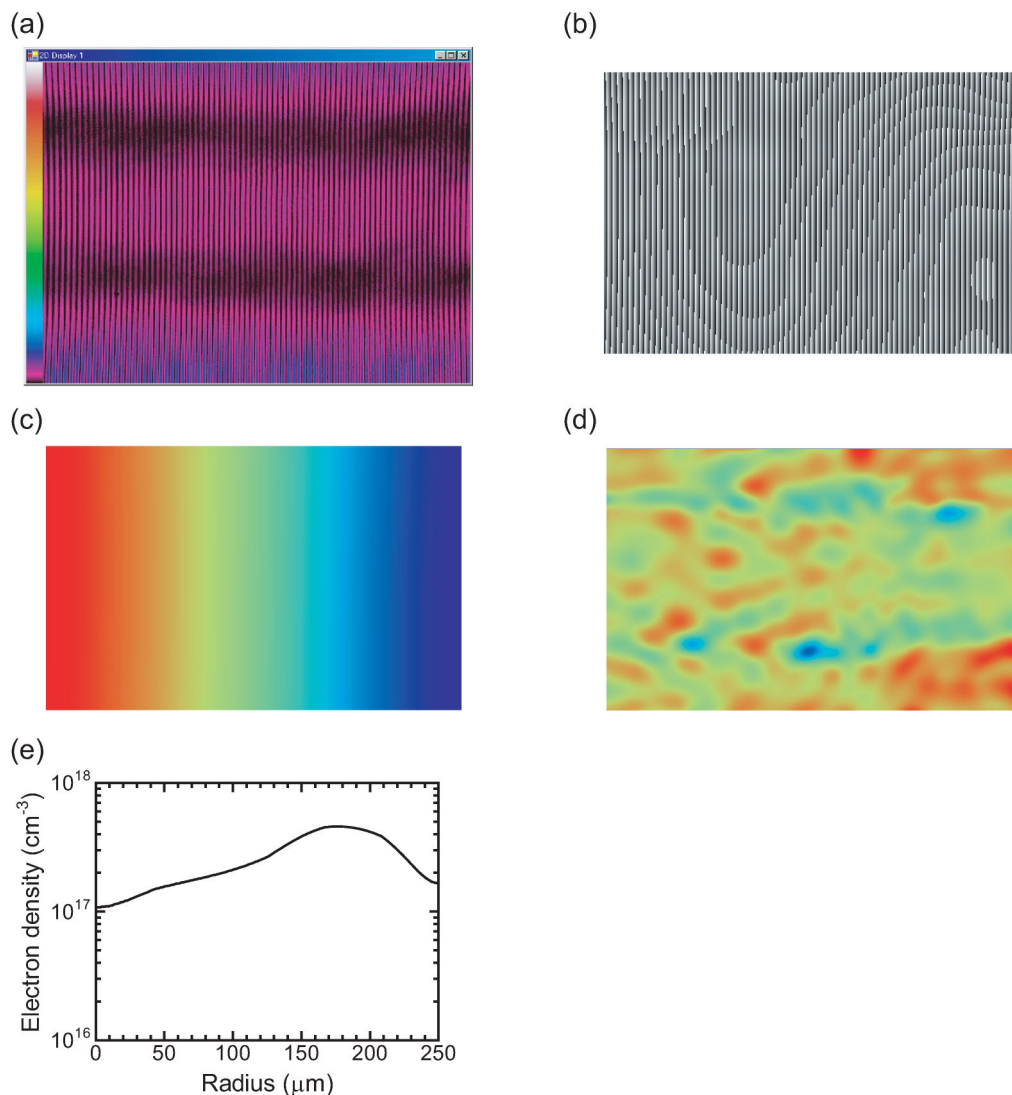


図 4.9: IDEA による干渉縞のデータ処理 (a) CCD カメラにより観測された干渉縞, (b) 1 次成分のみの干渉縞, (c) 位相分布, (d) プラズマの電子密度による位相差分布, (e) 半径方向のプラズマの電子密度分布

らプラズマを生成していない場合の干渉縞に対し同様の処理を行い、位相分布を差し引くことで、プラズマによる位相差の分布とする。図 4.9 (d) は、レーザー光がプラズマ中を伝搬することにより生じた位相差の分布である。式 (4.64) より、位相差分布を電子密度分布に変換する。ここで位相差の分布は円筒状のプラズマによるものであることを踏まえ、式 (4.69) を用いてアーベル逆変換し、半径方向のプラズマの密度分布が得られる。図 4.9 (e) は、放電開始から 120 ns 後に観測された干渉縞から上記の過程を経て得られた電子密度分布である。放電開始から、干渉計用のレーザーの入射タイミングを変更することで、生成されたプラズマの時間変化を観測した。

図 4.10 は、各時刻における半径方向の電子密度分布である。これより、放電開始から 120 -160 ns では、中心軸上で薄く、外側に向かうにつれ濃くなるような電子密度分布を

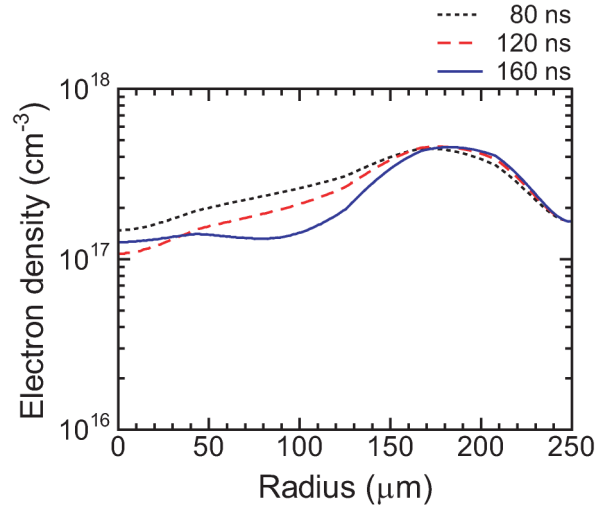


図 4.10: 半径方向の電子密度分布

形成出来ていることが観測された。

#### 4.4.3 電子温度の計測結果

図 4.11 は、各放電時刻に観測したスペクトルである。放電時間から早い時刻に観測されたスペクトル強度は増加した。これは、プラズマの再結合により発光強度が増大することに起因する。 $H_{\alpha}$  線および  $H_{\beta}$  線の強度比は、放電時刻が 0 - 100 ns では小さく、放電電流が最大になる時刻 150 ns に最大であった。その後、放電時刻の経過と共に減少した。線スペクトル強度比から式 (2.24) を用いて電子温度を評価すると、(a) 100 ns のとき 2.4 eV, (b) 150 ns のとき 6.3 eV, (c) 300 ns のとき 0.99 eV, (d) 400 ns のとき 0.73 eV であった。

図 4.12 は、空間積分した電子温度の時間変化である。横軸は放電時間、縦軸は電子温度である。放電電流の増加と共に電子温度は増加し、電流値が最大になる時刻近傍で 3 - 4 eV であった。放電時刻が経過するにつれ、電子温度は 1 eV 以下に減少した。

### 4.5 電磁流体シミュレーションによるプラズマ診断

レーザーガイディングを適切に行うためには、電子密度分布の形成メカニズムを理解することは重要である。そこで、水素ガスの封入されたキャピラリー放電生成プラズマの一次元電磁流体 (Magnetohydrodynamic: MHD) シミュレーションにより、プラズマの挙動を明らかにした。この節では、1 次元の MHD シミュレーションの計算条件および計算結果について述べる。

#### 4.5.1 プラズマ診断の計算条件

レーザーガイディングに適したプラズマ分布を明らかにするために、水素を充填したキャピラリー放電導波路内のプラズマの振る舞いを MHD シミュレーションにより計算

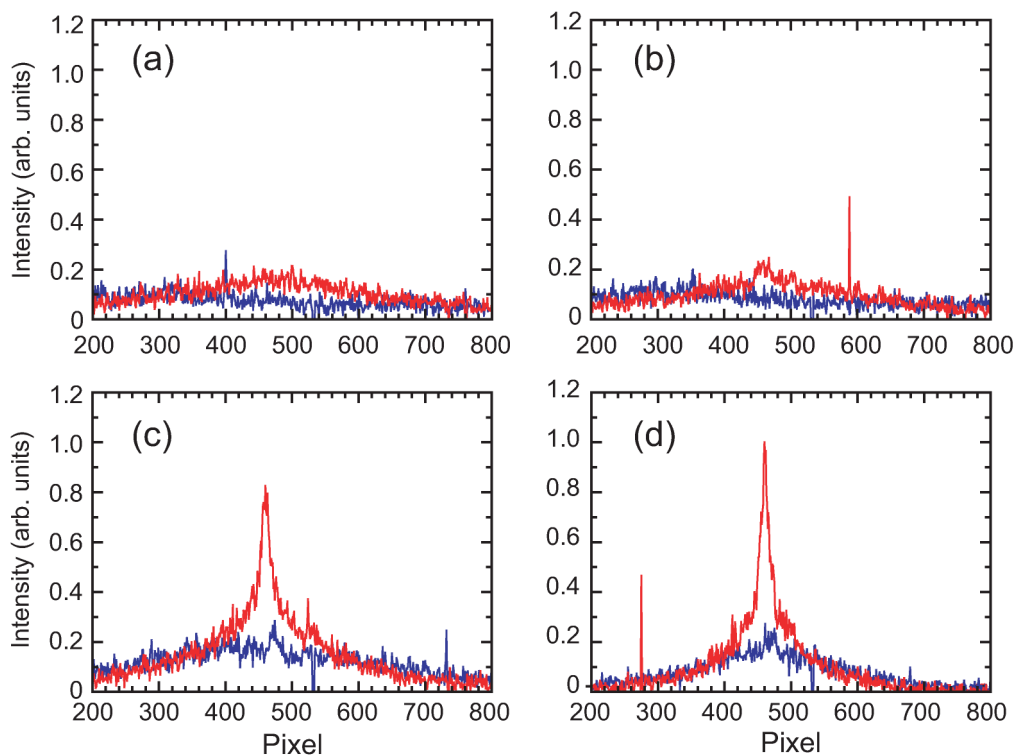


図 4.11: 各放電時刻に観測した  $H_{\alpha}$  線および  $H_{\beta}$  線 (a) 100 ns, (b) 150 ns, (c) 300 ns, (d) 400 ns.

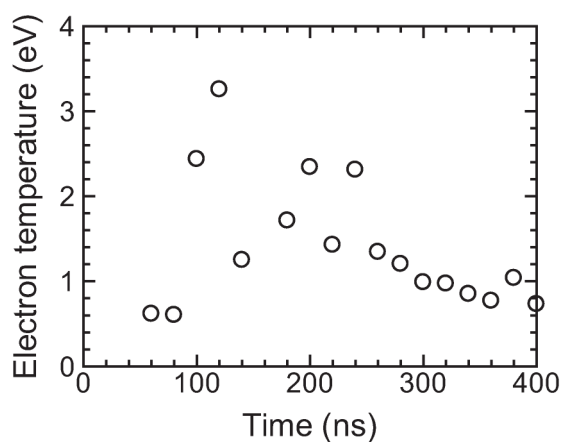


図 4.12: 電子温度の放電時間依存性

した．計算を簡単にするために，電子とイオンの温度を近似した一流体 MHD シミュレーションを用いた．さらにキャピラリーの長さは径に対し十分に長いので，1次元近似を用いた．また，電子とイオンの熱伝導やジュール加熱，放射損失，粘性の分散プロセスを考慮している．予めキャピラリー内には密度と温度が均一な水素ガスで満たされているとし，パルスパワー放電により放電が開始されるとする．電流による加熱によって電子温度が上昇し，イオン化に至る．このイオン化の割合も状態方程式と分散係数に加える必要がある．その際に局所熱平衡状態を仮定し，イオン化の価数を計算するために用いた．



MHD シミュレーションによってキャピラリー放電生成プラズマの振る舞いを計算するために、実験と同様の条件を次のように考えた．数値計算における放電開始時には、キャピラリー内部に電流はないため、水素がわずかに電離していると仮定する．このときの電子温度は  $0.3 \text{ eV}$  とした．放電開始から  $10 \text{ ns}$  間に生じる絶縁破壊において、プラズマの振る舞いを記述するには、3 次元に拡張し考える必要がある．加えてプラズマ非準中性の効果は、重要である．しかしながら放電の初期段階は、レーザーガイディングを行うために必要なプラズマ分布の形成に関わる時間に比べ短く、後のプラズマのプロパティにも影響を与えることはない．そのため、放電によりキャピラリー内に流れる電流は、時間の関数として考えることができる．MHD シミュレーションの結果として、時間とキャピラリーの径方向に依存したプラズマパラメータ (電子とイオンの密度および温度、圧力、電場、磁場、電流密度、プラズマ速度、イオン価数) を得た．

#### 4.5.2 電磁流体シミュレーション

図 4.13 は、MHD シミュレーションにより計算されたプラズマパラメータの時間およびキャピラリーの径方向依存性である．MHD 方程式を解くために、時間とキャピラリーの径方向の関数であるプラズマ速度を得た．プラズマ速度から初期プラズマの大きさとプラズマの軌道を定義した．図 4.13 (a) は、MHD シミュレーションにより計算された流体要素の軌道および電流時間波形である．図 4.13 (b) および (c) は、キャピラリーの径方向における電子密度と電子温度の時間変化の計算結果である．キャピラリー放電により生成されたプラズマの挙動を理解するために、放電開始からの時間発展に伴うプラズマの軌道を解析することは有益である．

絶縁破壊の後、キャピラリー内を流れる電流は、プラズマを加熱すると共に磁場の方位角成分を生じさせる．計算を行った条件では、磁気圧力に比べプラズマの圧力が大きいためプラズマはピンチせず、図 4.13 (a) に示すように流体要素がキャピラリー壁面から中心軸に向かって伝搬する．プラズマはキャピラリー壁の弾性と慣性により、径方向への膨張を制限される．

放電は、3 段階に分けて考えることができる．初めの段階は  $t = 120 \text{ ns}$  までである．この段階は、電子密度、電子温度およびイオン価数は、キャピラリーの径方向に一様のままであり、完全電離に至るまでの時間を示している．シミュレーションでは電場は均一であり、それ故電流はプラズマ中にすぐに流れ、プラズマは加熱され局所的にイオン化する．時刻が進みにつれ、水素のイオン化も進み、プラズマがほとんど完全電離する時刻において状況が変化する．プラズマが完全電離する時刻 ( $t \simeq 120 \text{ ns}$ ) では、中心軸上において最大の電子密度となり、放電は次の段階へ発展する．2 つ目の段階は、 $t = 120 \text{ ns}$  から  $t = 150 \text{ ns}$  までの時間であり、プラズマの径方向への再分配と関連している．この段階でのプラズマの展開には、熱伝導が大きく影響する．電場とプラズマ圧力は径方向に均一であるが、プラズマ温度はキャピラリー壁にて冷却されるため不均一である． $t = 150 \text{ ns}$  から  $t = 400 \text{ ns}$  の 3 つ目の段階では、プラズマは径方向にはほとんど動かなくなる．プ



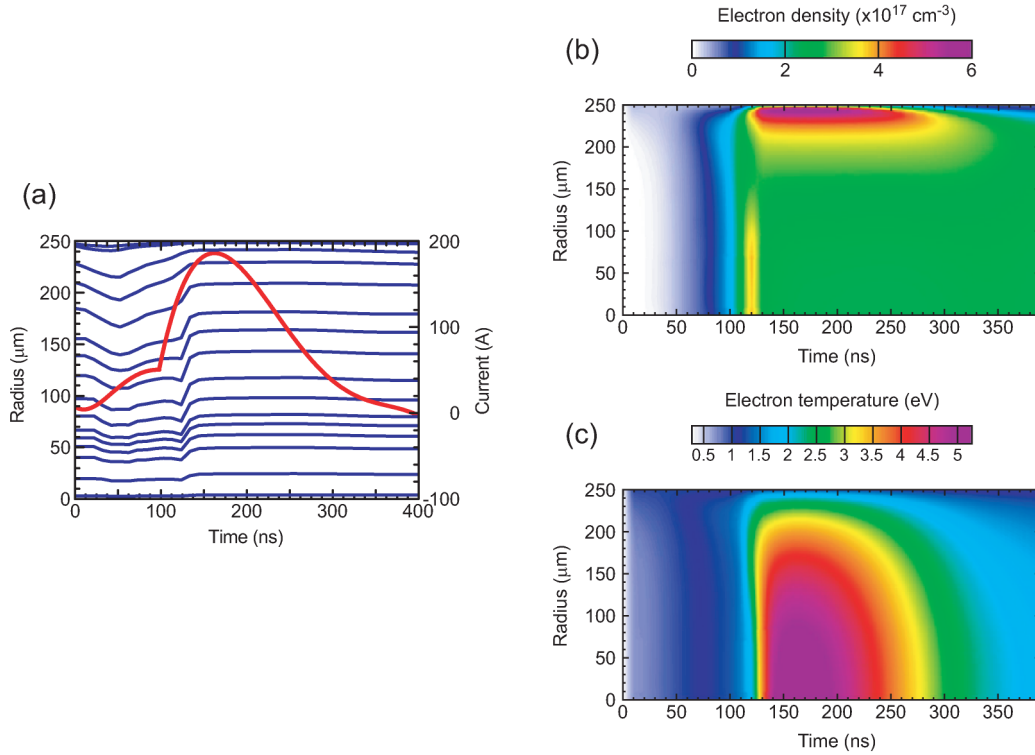


図 4.13: MHD シミュレーションの計算結果 (a) 水素プラズマ要素の時空間分布および電流時間波形, (b) 電子密度の時空間分布, (c) 電子温度の時空間分布

ラズマパラメータも準定常状態に至る. この領域では, プラズマの振る舞いは特に簡単になる. つまり, キャピラリー壁での熱伝導によりジュール加熱は釣り合いを取り, それによってプラズマ温度は中心軸上で最大となる. プラズマ圧力は径方向に一様であり水素は完全電離しているため, この温度プロファイルではプラズマ密度は軸上で最小値を持ち, プラズマ導波路が形成される.

図 4.14 は, キャピラリーの中心軸上における各プラズマパラメータの時間依存性の計算結果と電流時間波形である.  $t \simeq 140$  ns 以降では, 中心軸上の電子密度は一定である. 一方, 中心軸上の電子温度は, 電流が最大となる時刻に最も高くなり, その後時間と共に徐々に減少する.  $t \simeq 150$  ns において, 軸上における電子温度は  $T_e \simeq 5.0$  eV であり, 電子密度は  $n_e \simeq 3 \times 10^{17}$  cm<sup>-3</sup> と計算された.

#### 4.5.3 実験結果とシミュレーション結果との比較

図 4.15 は, 観測された中心軸上の電子密度および空間平均電子温度の時間発展であり, MHD シミュレーションによる計算結果と比較している. 図 4.15 (a) に示すように 観測された空間平均電子温度は, 放電電流値の増加と共に高くなり,  $t \simeq 120$  ns において最大 3.3 eV に達した. その後, 電子温度は減少し 0.5 eV になる. この 0.5 eV は, 時間平均電子温度と一致している. 図 4.15 (b) の観測された中心軸上における電子密度は,  $t = 60$  ns から  $t = 400$  ns において  $n_e = 2 - 3 \times 10^{17}$  cm<sup>-3</sup> であり, ほぼ一定の値である.

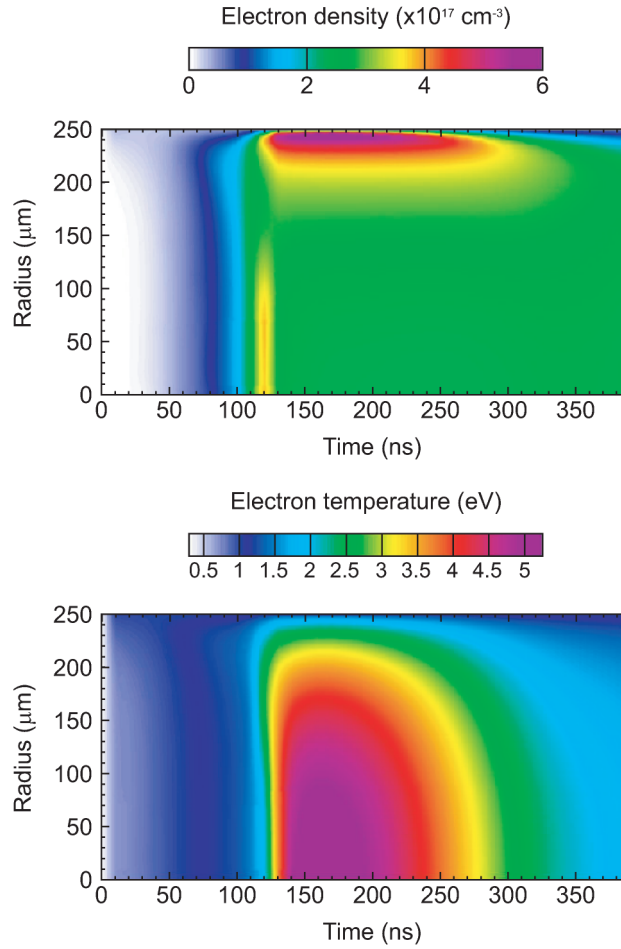


図 4.14: キャピラリー中心軸上における各プラズマパラメータの時間依存性及び電流波形

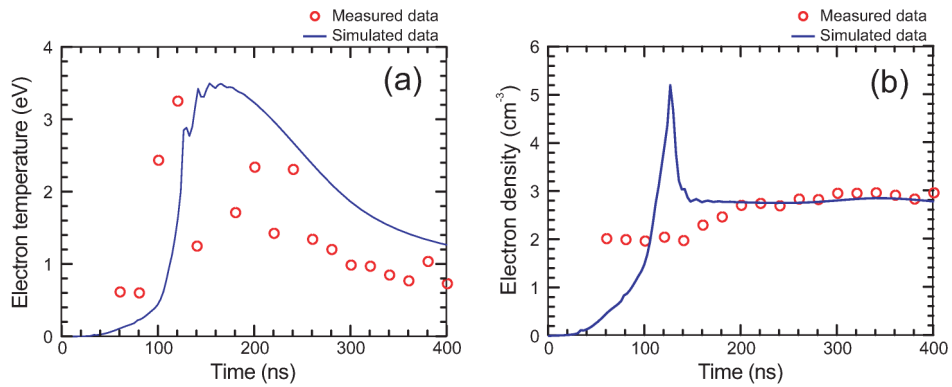


図 4.15: 電子密度および電子温度の時間変化

ここで観測された電子温度および電子密度の時間発展は、観測するタイミングを変化させながら得られたこと言及しておく。

放電開始から 150 ns 以降では、次のような条件が満足されている。

- 軸方向の電場は、キャピラリー径方向において均一である。

- 磁場圧力はプラズマ圧力に比べ小さいため、プラズマ圧力はキャピラリーの径方向において一定であると考えられる。
- 電子は磁化されていない。
- 電子温度  $T_e$  とイオン温度  $n_e$  は、同一である。

これらの条件を満たす結果、キャピラリー内のプラズマ分布は、電子の熱伝導によるジュール加熱とキャピラリー壁面における冷却の釣り合いによって容易に決定される。このことから、このような平衡状態におけるプラズマを単純なモデルで定式化することができる。このモデルにより中心軸上の電子温度は以下のように表せる。

$$T(0) \simeq 5.7 \left[ \frac{I(\text{kA})}{R_0(\text{mm})} \right]^{2/5} (\text{eV}). \quad (4.77)$$

また、キャピラリー内の平均電子温度は、

$$T(0) \simeq 3.6 \left[ \frac{I(\text{kA})}{R_0(\text{mm})} \right]^{2/5} (\text{eV}), \quad (4.78)$$

となる。電流の最大値  $I_{\text{max}} \simeq 190 \text{ A}$  を式 (4.77) および式 (4.78) に代入し、電子温度をそれぞれ計算すると、中心軸上の電子温度は  $T_e \simeq 5.2 \text{ eV}$  であり、キャピラリー内の平均電子温度は  $T_e \simeq 3.3 \text{ eV}$  となる。この平均電子温度は、観測された最大電子温度と一致している。

軸方向へのプラズマの流れがない場合は、初期イオン密度とイオン化の度合いによってキャピラリー内の平均電子密度が求まり、軸上の電子密度は平均電子密度により定められる。中心軸付近における電子密度は、中心軸上の電子密度と以下のような関係がある。

$$\frac{n_e(r)}{n_e(0)} \simeq \left( 1 + 0.33 \frac{r^2}{R_0^2} \right). \quad (4.79)$$

この式よりキャピラリーの中心軸付近における電子密度分布は、中心軸上で密度が低く、外側で密度が高くなる放物線状であり、ガウジャンのレーザーパルスを導波することに適したプラズマチャネルになっている。放電時刻  $150 \text{ ns}$  のとき中心軸上の電子密度は、 $1 - 3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  であり、キャピラリー全体でほぼ一様であった。この結果は、MHDシミュレーションに一次元近似を用いても支障のないことの裏付けである。

図 4.16 は、 $t = 120 \text{ ns}$  と  $t = 160 \text{ ns}$  における電子密度分布の観測結果およびシミュレーション結果である。いずれの結果も放物線状の電子密度分布であり、 $120 \text{ ns}$  から  $160 \text{ ns}$  にかけてほとんど一定であった。

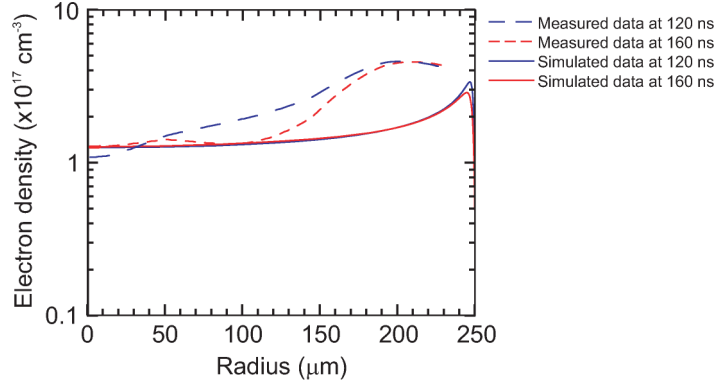


図 4.16: キャピラリー径方向の電子密度分布

## 4.6 キャピラリー放電生成プラズマによるレーザーガイディング実験

ガウジアンビームは、放物線状の電子密度分布のプラズマ導波路に適したスポットサイズ  $w_M = [r_{ch}^2 / (\pi r_e \Delta n_e)]^{1/4}$  で伝搬する．レーザーガイディングを目的とした場合，観測された電子密度分布は厳密に放物線状ではないが， $r \lesssim 2w_M$  では適した電子密度分布になっており，それよりも径が大きくなるとレーザー強度は中心軸上の  $10^4$  分の 1 以下となることから適した条件になっていると考えられる．Bobrova 等の簡単なモデルによれば適したスポットサイズは，

$$w_M(\mu\text{m}) \simeq 1.48 \times 10^5 \frac{\sqrt{R_0(\mu\text{m})}}{[zn_{i0}(\text{cm}^{-3})]^{1/4}}, \quad (4.80)$$

と表される [40]．ここで  $R_0$  はキャピラリーの半径， $z$  はイオン価数， $n_{i0}$  は初期ガス密度である．式 (4.80) より，適したスポットサイズ  $w_M$  は，キャピラリーの半径の平方根に比例しイオン価数と初期ガス密度に僅かに依存する．実験を行った条件において適したスポットサイズは， $49.4 \mu\text{m}$  と計算される．

プラズマパラメータの観測結果および適したスポットサイズを踏まえ，レーザーガイディング実験を行った．図 4.17 は，レーザーガイディングを行った実験装置図である．キャピラリー内にガスを流入し，パルスパワー放電によってプラズマ化させ，レーザーガイディングに適した電子密度分布となった放電時間 150 ns の時に Ti:sapphire レーザー (波長: 800 nm, パルス幅: 130 fs, レーザーエネルギー: 45 mJ) を集光照射した．焦点距離  $f = 17 \text{ cm}$  のレンズを用い，キャピラリーのレーザー入射側において  $30 \mu\text{m}$  (FWHM) まで集光した．集光点におけるレーザー強度は， $5 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$  である．キャピラリー内を伝搬してきたレーザーのプロファイルを後方のビームプロファイラー (BeamStar FX 50: OPHIR 社製) を用いて観測した．図 4.18 (a) は放電させずプラズマを生成しない時，(b) は放電開始から 150 ns の時に観測されたレーザーのプロファイルである．

これらを比較すると，プラズマを生成していない場合キャピラリー内を伝搬できてい

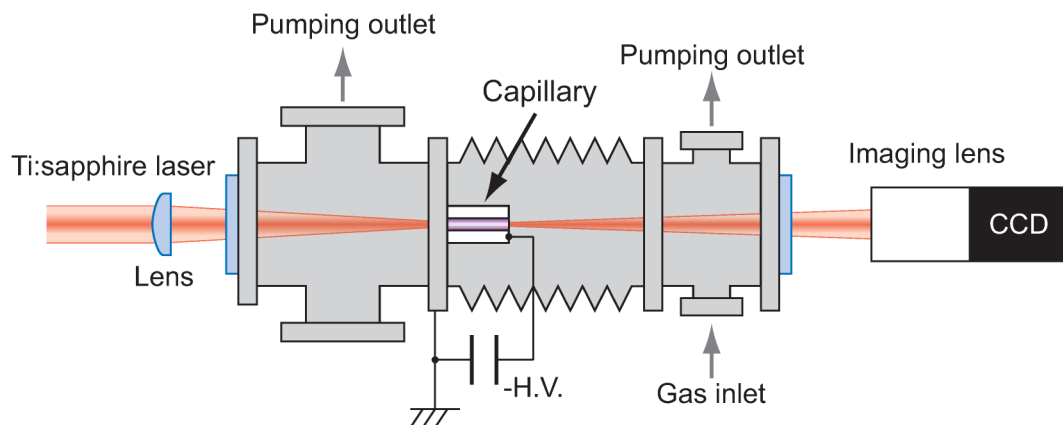


図 4.17: レーザーガイディング用実験装置

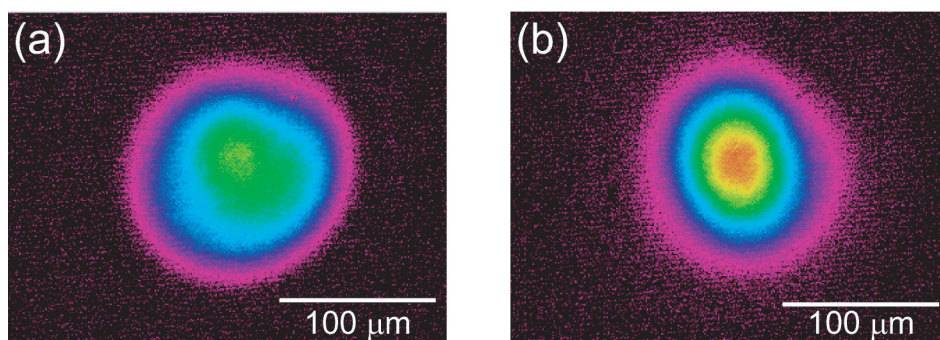


図 4.18: キャピラリー放電生成プラズマ伝搬後のレーザーのプロファイル

ないのに対し、プラズマを生成し電子密度分布が適切なタイミングでレーザーを入射した場合キャピラリー内を上手く伝搬できていることが分かる。キャピラリー内を伝搬するレーザーの透過率は、プラズマを生成することで 50 % 上昇した。また、図 4.18 (b) を観測した時のレーザーの損失は、1 % 以下であった。それにも関わらず、キャピラリー内を伝搬してきたレーザーのビーム径は、およそ  $36 \mu\text{m}$  (FWHM) であった。前述した計算結果と比較すると、レーザーガイディングを行うのに十分な条件であると考えている。

## 4.7 まとめ

円筒状のガラスキャピラリーを用いて、キャピラリー内に生成されるプラズマの電子密度の時空間分布および電子温度の時間発展を観測した。水素プラズマの発光スペクトルを観測し、線対法を用いて観測された電子温度は、放電電流の増大と共に上昇し、最大で 3.3 eV であった。その後電子温度は、電流値の減少と共に減少した。発光スペクトルの観測は、空間分解せず行った。これより MHD シミュレーション結果からキャピラリー内の平均電子温度を計算したところ 3.3 eV となり、観測結果と一致した。

また、ノマルスキー干渉計を用いて観測された電子密度は、 $1 - 3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  オーダーであり、放電開始から 120 - 160 ns の間でほとんど変化なく放物線状の電子密度分布であった。MHD シミュレーションにより計算された結果も同様のオーダーであり、放

物線状の電子密度分布となった.

これらの観測結果を踏まえレーザーガイディング実験を行ったところ, キャピラリー放電生成プラズマの電子密度分布が適切なタイミングにおいて, ビーム径を維持したまま伝搬されることを観測した.

## 第5章 結論

本論文では、高強度レーザーガイディングのためのキャピラリー放電生成プラズマのパラメータ解析と、キャピラリー放電により生成されたカリウムプラズマからの極端紫外光の放射特性を明らかにした。

第2章では、キャピラリー放電生成カリウムプラズマから放射される極端紫外光の放射特性を明らかにした。キャピラリー放電生成カリウムプラズマから波長 40 nm 近傍に広帯域な発光が観測された。電子温度の観測結果および放射角度分布を踏まえて放射流体シミュレーションによる計算を行ったところ、生成されたプラズマの電子温度は 12 eV、電子密度は  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$  であると考えられる。カリウムイオンの各価数の振動子強度より、3 - 5 価イオンが主に波長 40 nm の発光に寄与することが計算された。観測された電子温度 10 eV は、これらのイオンが優勢になる電子温度であるため、波長 40 nm 近傍の発光を得るのに適した条件であった。

第3章では、キャピラリー放電生成カリウムプラズマに含まれる炭素、酸素、銅の発光を軽減することが可能なレーザー生成プラズマカリウムプラズマを用いて、極端紫外光の詳細な分光計測とスペクトル挙動を明らかにした。NIST のデータベースを用いた極端紫外スペクトルの同定により、波長 40 nm 近傍の発光は、主にカリウムの 2 - 4 価イオンに起因していた。

また、極端紫外光の発光時間は、60 ns 程度であり、再結合過程に放射であった。

さらに、カリウムの自己吸収効果の影響は、リチウムのような低 Z 物質よりも大きく、キセノン、スズ、ガドリニウム、テルビウムなどの高 Z 物質よりも小さくなった。

第4章では、高強度レーザーガイディングのためのキャピラリー放電生成プラズマのプラズマパラメータを明らかにした。円筒状のキャピラリー内部の水素プラズマの電子温度および電子密度を干渉計測および分光計測により直接を観測し、時間発展を明らかにした。水素プラズマの発光スペクトルから線対法により算出した電子温度は、最大で 3.3 eV となり、時間的振る舞いは、放電電流と同様であった。ノマルスキー干渉計を用いて観測された電子密度分布は、 $1 - 3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  程度であった。放電開始から 120 - 160 ns の間に電子密度分布はほとんど変化せず、レーザーガイディングに適した放物線状であった。MHD シミュレーションとの比較を行い、観測された電子温度および電子密度と一致した結果が得られた。観測されたプラズマパラメータを踏まえ、レーザーガイディング実験を行ったところ、エネルギー 45 mJ、パルス幅 130 fs のレーザーをビーム径  $36 \mu\text{m}$  に維持したまま 1 cm のキャピラリー内を伝搬させることができ、高強度領域

の長尺化が達成された。

以上の研究成果より，キャピラリー放電生成カリウムプラズマによって波長の空白域と認識されている波長 20 - 100 nm の領域において小型で取り扱いやすい極端紫外光源を実現できた．さらに，極端紫外領域においてレーザー生成カリウムプラズマの発光スペクトルの同定を行い，詳細な分光データを得た．また，キャピラリー放電生成プラズマを用いた高強度レーザーガイドニングの研究では，円筒状のキャピラリー内の電子密度分布および電子温度の時間変化を観測し，レーザーガイドニングに適したプラズマの条件を明らかにした．



## 参考文献

- [1] D. T. Attwood, “Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation”, Chap. 1, Cambridge University Press, Cambridge (2000).
- [2] 波岡 武, 山下 広順:「X線結像光学」, (倍風館, 1999).
- [3] 粕谷 敬宏, 塚越 幹郎:「真空紫外域のレーザー分光」, (学会出版センター, 1991).
- [4] D. L. Matthews, P. L. Hagelstein, M. D. Rosen, M. J. Eckart, N. M. Ceglio, A. U. Hazi, H. Medeck, B. J. MacGowan, J. E. Trebes, B. L. Whitten, E. M. Campbell, C. W. Hatcher, A. M. Hawryluk, R. L. Kauffman, L. D. Pleasance, G. Rambach, J. H. Scofield, G. Stone, and T. A. Weaver, “Demonstration of a Soft X-Ray Amplifier”, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 110 (1985).
- [5] Yutaka Nagata, Katsumi Midorikawa, Shoichi Kubodera, Minoru Obara, Hideo Tashiro, and Koichi Toyoda, “Soft X-Ray Amplification of the Lyman- $\alpha$  Transition by Optical-Field Ionization”, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3774 (1993).
- [6] Tomonao Hosokai, Takuma Yokoyama, Alexei Zhidkov, Hiroto Sato, Eiki Hotta, and Kazuhiko Horioka, “Elongation of extreme ultraviolet (at 13.5 nm) emission with time-of-flight controlled discharges and lateral fuel injection”, *J. Appl. Phys.* **104**, 053306 (2008).
- [7] D. V. Korobkin, C. H. Nam, and S. Suckewer, “Demonstration of Soft X-Ray Lasing to Ground State in Li III”, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 5206 (1996).
- [8] Yoshifumi Ueno, Georg Soumagne, Akira Sumitani, and Akira Endo, “Enhancement of extreme ultraviolet emission from a CO<sub>2</sub> laser-produced Sn plasma using a cavity target”, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 231501 (2007).
- [9] Takeshi Higashiguchi, Naoto Dojyo, Masaya Hamada, Wataru Sasaki, and Shoichi Kubodera, “Low-debris, efficient laser-produced plasma extreme ultraviolet source by use of a regenerative liquid microjet target containing tin dioxide(SnO<sub>2</sub>) nanoparticles”, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 201503 (2006).
- [10] Takamitsu Otsuka, Deirdre Kilbane, John White, Takeshi Higashiguchi, Noboru Yugami, Toyohiko Yatagai, Weihua Jiang, Akira Endo, Pdraig Dunne, and Gerry

- O'Sullivan, "Rare-earth plasma extreme ultraviolet sources at 6.5-6.7 nm", Appl. Phys. Lett. **97**, 111503 (2010).
- [11] N. Hirashita, M. Kinoshita, I. Aikawa, and T. Ajioka, "Effects of surface hydrogen on the air oxidation at room temperature of HF-treated Si(100) surfaces", Appl. Phys. Lett. **56**, 451 (1990).
- [12] T. Ohtsubo, T. Azuma, M. Takauta, T. Higashiguchi, S. Kubodera, W. Sasaki, "Removal of oxygen atoms from a SiO<sub>2</sub> surface by incoherent vacuum ultraviolet excimer irradiation", Appl. Phys. A **76**, 139 (2003).
- [13] J. J. Rocca, V. Shlyaptsev, F. G. Tomasel, O. D. Cortázar, D. Hartshorn, and J. L. A. Chilla, "Demonstration of a Discharge Pumped Table-Top Soft-X-Ray Laser", Phys. Rev. Lett. **73**, 2192 (1994).
- [14] F. Brizuela, C. Brewer, S. Fernandez, D. Martz, M. Marconi, W. Chao, E. H. Anderson, A. V. Vinogradov, I. A. Artyukov, A. G. Ponomareko, V. V. Kondrateko, D. T. Attwood, K. A. Bertness, N. A. Sanford, J. J. Rocca and C. S. Menoni, "Higr resolution full-field imaging of nanostructures using compact extreme ultraviolet lasers", J. Phys. Conf. Ser. **186**, 012026 (2009).
- [15] Mario C. Marconi and Jorge J. Rocca, "Time-resolved extreme ultraviolet emission from a highly ionized lithium capillary discharge", Appl. Phys. Lett. **54**, 2180 (1989).
- [16] A. Butler, A. J. Gonsalves, C. M. McKenna, D. J. Spence, S. M. Hooker, S. Sebban, T. Mocek, I. Bettaibi, and B. Cros, "Demonstration of a Collisionally Excited Optical-Field-Ionization XUV Laser Driven in a Plasma Waveguide", Phys. Rev. Lett. **91**, 205001 (2003).
- [17] C. P. J. Barty, D. A. King, G. Y. Yin, K. H. Hahn, J. E. Field, J. F. Young, and S. E. Harris, "12.8-eV Laser in Neutral Cesium", Phys. Rev. Lett. **61**, 2201 (1988).
- [18] P. Choi and M. Favre "Fast pulsed hollow cathode capillary discharge device", Rev. Sci. Instrum. **69**, 3118 (1998).
- [19] Ahmed El-Habachi and Karl H. Schoenbach, "Emission of excimer radiation from direct current, high-pressure hollow cathode discharges", Appl. Phys. Lett. **72**, 22 (1998).
- [20] Ahmed El-Habachi and Karl H. Schoenbach, "Generation of intense excimer radiation from high-pressure hollow cathode discharge", Appl. Phys. Lett. **54**, 885 (1998).

- [21] M. Moselhy, W. Shi, R. H. Stark, and K. H. Schoenbach, “Xenon excimer emission from pulsed microhollow cathode discharges”, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 1240 (2001).
- [22] Byung-Joon Lee, Hasibur Rahaman, Isfried Petzenhauser, Klaus Frank, and Konstantinos P. Giapis, “Xenon excimer emission from pulsed high-pressure capillary microdischarges”, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 241502 (2007).
- [23] T. H. Maiman, “Stimulated Optical Radiation in Ruby”, *Nature* **187**, 493 (1960).
- [24] Andy Bayramian, Hames Armstrong, Glenn Beer, Rob Campbell, Bruce Chai, Robert Cross, Alvin Erlandson, Yting Fei, Barry Freitas, Robert Kent, Joseph Menapace, William Molander, Kathleen Schaffers, Craig Siders, Steve Sutton, John Tassano, Steve Telford, Christopher Ebbers, John Caird, and Christopher Barty, “High-average-power femto-petawatt laser pumped by the Mercury laser facility”, *J. Opt. Soc. Am. B* **25**, B57 (2008).
- [25] Zhaohua Wang, Cheng Liu, Zhongwei Shen, Qing Zhang, Hao Teng, and Zhiyi Wei, “High-contrast 1.16 PW Ti:sapphire laser system combined with a double chirped-pulse amplification scheme and a femtosecond optical-parametric amplifier”, *Opt. Lett.* **36**, 3194 (2011).
- [26] C. G. R. Geddes, Cs. Toth, J. van Tillborg, E. Esarey, C. B. Schrieder, D. Bruhwiler, C. Nieter, J. Cary, and W. P. Leemans, “High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding”, *Nature* **431**, 538 (2004).
- [27] Yu Oishi, Masanori Kaku, Akira Suda, Fumihiko Kannari, and Katsumi Midorikawa, “Generation of extreme ultraviolet continuum radiation driven by a sub-10-fs two-color field”, *Opt. Express* **14**, 7280 (2006).
- [28] Yasuhiro Akiyama, Katsumi Midorikawa, Yuuki Matsunawa, Yutaka Nagata, Minoru Obara, Hideo Tashiro, and Koichi Toyoda, “Generation of High-Order Harmonics Using Laser-Produced Rare-Gas-Like Ions”, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2176 (1992).
- [29] David M. Gaudiosi, Brendan Reagan, Tenio Popmintchev, Michael Grisham, Mark Berrill, Oren Cohen, Barry C. Walker, Margaret M. Murnane, Henry C. Kapteyn, and Jorge J. Rocca, “High-Order Harmonic Generation from Ions in a Capillary Discharge”, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 203001 (2006).
- [30] T. Tajima and J. M. Dawson, “Laser Electron Accelerator”, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267 (1979).

- [31] W. P. Leemans, B. Nagler, A. J. Gonsalves, C. Toth, K. Nakamura, C. G. R. Geddes, E. B. Esarey, C. Schroeder and S. M. Hooker, “GeV electron beams from a cm-scale accelerator”, *Nature Phys.* **2**, 696 (2006).
- [32] A. Modena, Z. Najmudin, A. E. Dangor, C. E. Clayton, K.A. Marsh, C. Joshi, V. Malka, C. B. Darrow, C. Danson, D. Neely, and F. N. Walsh, “Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma waves”, *Nature* **377**, 606 (1995).
- [33] V. Kumarappan, K. Y. Kim, and H. M. Milchberg, “Guiding of Intense Laser Pulses in Plasma Waveguides Produced from Efficient, Femtosecond End-Pumped Heating of Clustered Gases”, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 205004 (2005).
- [34] A. Butler, D. J. Spence, and S. M. Hooker, “Guiding of High-Intensity Laser Pulses with a Hydrogen-Filled Capillary Discharge Waveguide”, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 185003 (2002).
- [35] F. Dorchies, J. R. Marquès, B. Cros, G. Matthieussent, C. Courtois, T. Vélakorousov, P. Audebert, J. P. Geindre, S. Rebibo, G. Hamoniaux, and F. Amiranoff, “Monomode Guiding of  $10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> Laser Pulses over 100 Rayleigh Lengths in Hollow Capillary Dielectric Tubes”, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4655 (1999).
- [36] D. Kaganovich, A. Zigler, R. F. Hubbard, P. Sprangle, and A. Ting, “Velocity control and staging in laser wakefield accelerators using segmented capillary discharges”, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 3175 (2001).
- [37] T. Palchan, D. Kaganovich, P. Sasorov, P. Sarangle C. Ting, and A. Zigler, “Electron density in low density capillary plasma channel”, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 061501 (2007).
- [38] Mingwei Liu, Aihua Deng, Jiansheng Liu, Ruxin Li, Jiancai Xu, Changquan Xia, Cheng Wang, Baifei Shen, Zhizhan Xu, and K. Nakajima, “Low density and long plasma channels generated by laser transversely ignited ablative capillary discharges”, *Rev. Sci. Instrum.* **81**, 036107 (2010).
- [39] D. J. Spence and S. M. Hooker, “Investigation of a hydrogen plasma waveguide”, *Phys. Rev. E* **63**, 015401 (2000).
- [40] N. A. Bobrova, A. A. Esaulov, J.-I. Sakai, P. V. Sasorov, D. J. Spence, A. Butler, S. M. Hooker, and S. V. Bulanov, “Simulations of a hydrogen-filled capillary discharge waveguide”, *Phys. Rev. E* **65**, 016407 (2001).

- [41] B. H. P. Broks, K. Garloff, and J. J. A. M. van der Mullen, “Nonlocal -thermal -equilibrium model of a pulsed capillary discharge waveguide”, *Phys. Rev. E* **71**, 016401 (2005).
- [42] A. J. Gonsalves, T. P. Rowlands-Rees, B. H. P. Broks, J. J. A. M. van der Mullen, and S. M. Hooker, “ Transverse Interferometry of a Hydrogen-Filled Capillary Discharge Waveguide”, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 025002 (2007).
- [43] B. R. Benware, C. D. Macchietto, C. H. Moreno, and J. J. Rocca, “Demonstration of a High Average Power Tabletop Soft X-Ray Laser”, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5804 (1998).
- [44] A. J. Mendelsohn, C. P. J. Barty, M. H. Sher, J. F. Young, and S. E. Harris, “Emission spectra of quasimetastable levels of alkali-metal atoms”, *Phys. Rev. A* **35**, 2095 (1987).
- [45] D. T. Attwood, “Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation”, Chap. 6, Cambridge University Press, Cambridge (2000).
- [46] D. Colombant and G. F. Tonon, “X-ray emission in laser-produced plasmas”, *J. Appl. Phys.* **44**, 3524 (1973).
- [47] Amnon Yariv (著), 多田 邦雄, 神谷 武志 (訳) : 「光エレクトロニクスの基礎」, (丸善, 1988).
- [48] D. A. Jaroszynski, R. Bingham, and R. A. Cairns, “Laser-plasma interaction”, Chap. 3, CRC Press, London (2009).
- [49] 山本 学, 村山 精一 : 「プラズマの分光計測」, (学会出版センター, 1995).
- [50] Shinsuke Fujioka, Hiroaki Nishimura, Katsunobu Nishihara, Akira Sasaki, Atsushi Sunahara, Tomoharu Okuno, Nobuyoshi Ueda, Tsuyoshi Ando, Yezheng Tao, Yoshimori Shimada, Kazuhisa Hashimoto, Michiteru Yamaura, Keisuke Shigemori, Mitsuo Nakai, Kenji Nagai, Takayoshi Norimatsu, Takeshi Hishikawa, Noriaki Miyanaga, Yasukazu Izawa, and Kunioki Mima, “Opacity Effect on Extreme Ultraviolet Radiation from Laser-Produced Tin Plasmas”, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 235004 (2005).
- [51] Shuji Miyamoto, Atushi Shimoura, Sho Amano, Keisuke Fukugaki, Hiroaki Kinugasa, Takahiro Inoue, and Takayasu Mochizuki, “Laser wavelength and spot diameter dependence of extreme ultraviolet conversion efficiency in  $\omega$ ,  $2\omega$ ,  $3\omega$  Nd: YAG laser-produced plasmas”, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 261502 (2005).

- [52] Takeshi Higashiguchi, Keita Kawasaki, Wataru Sasaki, and Shoichi Kubodera, “Enhancement of extreme ultraviolet emission from a lithium plasma by use of dual laser pulses”, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 161502 (2006).
- [53] J. White, P. Dunne, P. Hayden, F. O’Reilly, and G. O’Sullivan, “Optimizing 13.5 nm Laser-produced tin plasma emission as a function of laser wavelength”, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 181502 (2007).
- [54] Takamitsu Otsuka, Deirdre Kilbane, Takeshi Higashiguchi, Noboru Yugami, Toyohiko Yatagai, Weihua Jiang, Akira Endo, Pdraig Dunne, and Gerry O’Sullivan, “Systematic investigation of self-absorption and conversion efficiency of 6.7 nm extreme ultraviolet sources”, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 231503 (2010).
- [55] プラズマ・核融合学会 : 「プラズマ診断の基礎と応用」, (コロナ社, 2006).
- [56] Y. Tao, M. S. Tillack, S. S. Harial, K. L. Sequoia, and F. Najimabadi, “Investigation of the interaction of a laser pulse with a performed Gaussian Sn plume for an extreme ultraviolet lithography source”, *J. Appl. Phys.* **101**, 023305 (2007).
- [57] C. Keyser, G. Schriever, M. Richardson, and E. Turcu, “Studies of high-repetition-rate laser plasma EUV sources from droplet targets”, *Appl. Phys. A* **77**, 217 (2003).

## 謝辞

本研究論文をまとめるにあたり，終始懇篤なる御指導下さいました 湯上 登 教授に深厚なる謝意を表します。また，本研究の実施にあたり多大なるご指導，ご鞭撻を賜りました東口 武史 准教授に深厚なる謝意を表します。本論文をまとめることが出来たのもその賜物であります。

投稿論文を執筆するにあたり，多大なるご指導，ご鞭撻を賜りました Institute for Theoretical and Experimental Physics (Russia) の Nadezhda A. Bobrova 先生，Pavel Sasorov 先生，University College Dublin (Ireland) の Gerry O’Sullivan 教授，Padraig Dunne 准教授，Rebekah D’Arcy 講師，大阪大学の 兒玉 了祐 教授，長岡技術科学大学の 菊池 崇志 准教授，佐々木 徹 助教，宮崎大学の 佐々木 亘 教授，University of California の Yezheng Tao 教授に謝意を表します。

本研究に関して貴重なご助言を賜り，御討論，査読を頂いた 谷田貝 豊彦 教授，長澤 武 教授，里 周二 教授，鈴木 光政 教授，早崎 芳夫 准教授に謝意を表します。

工作機械の取り扱いおよび実験装置の作成などにあたり，宇都宮大学の機械工場の係長 川島 憲二 氏，中山 定男 氏，上山 裕之 氏，高橋 貴幸 氏に大変お世話になりました。深く感謝申し上げます。

更に本研究に関して有意義なご助言，御討論をしていただきました 疋田 真史 氏（日本精工株式会社）を始めとする諸先輩方に深く感謝致します。また，研究を行うに当たり，卒業生の 白 金香 さん，入野 雅詩 氏，山口 麻美 さん（東京計器株式会社）には大変お世話になりました。深く感謝致します。

研究生生活の苦楽を共にしてきた D1 大塚 崇光 氏，M2 大場 貴文 氏，笠間 純一 氏，柏崎 宏明 氏，菊地 啓介 氏，鈴木 史典 氏，仲田 真大 氏，宮澤 準 氏，長田 岳志 氏，M1 小野 勝平 氏，譚 浩 氏に深く感謝致します。皆様の御陰で充実した研究室生活を送れました。

また，学士から博士後期課程までの 9 年間の学生生活を支えてくれた，友人に深い感謝を申し上げます。

最後になりましたが，父親，母親，妹に感謝を申し上げます。